ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 MARS 1919.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON GUIGNARD.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MÉCANIQUE. — *Quantité de mouvement totale et vitesse moyenne du jet de gaz sortant d'un réservoir qui se vide par une tuyère.* Note [1] de M. A. RATEAU.

Dans ma précédente Communication, du 3 mars, j'ai montré comment on peut calculer, en tenant compte du covolume, les états successifs d'un gaz à haute pression à l'intérieur d'un récipient qui se vide par une tuyère dans une enceinte indéfinie, l'atmosphère par exemple. La présente Note est consacrée au calcul de la quantité de mouvement totale et de la vitesse moyenne du jet gazeux depuis le début de l'écoulement jusqu'à la fin.

Ce problème se présente dans quelques questions de la technique, en particulier dans celle du recul des canons. Il peut être envisagé de différentes façons, intermédiaires entre les deux cas extrêmes suivants :

1° La tuyère étant déterminée de manière qu'elle ne permette pas la détente complète du gaz jusqu'à la pression de l'enceinte d'aval (une tuyère seulement convergente, par exemple), on veut connaître la quantité de mouvement totale du jet *correspondant exactement à la vitesse du gaz dans la dernière tranche de cette tuyère.*

2° Ou bien on suppose que la tuyère s'adapte automatiquement aux conditions instantanées de l'écoulement, *de telle sorte que la détente complète du gaz puisse s'effectuer,* et l'on cherche la quantité de mouvement totale (maximum) qui correspond à cette détente complète.

---

(1) Séance du 17 mars 1919.

C'est plutôt sous ce deuxième aspect que le problème se présente communément, et c'est le seul dont je m'occuperai ici.

J'aurais voulu donner des formules tenant compte du covolume, comme dans mes deux Notes précédentes; mais les expressions que j'ai obtenues, même en bornant l'approximation aux termes du premier ordre, sont si compliquées qu'elles ne se prêtent pas aux calculs numériques. Pour rester dans le cadre des applications pratiques, je suis donc obligé de négliger le covolume. L'erreur ainsi commise sera d'ailleurs relativement plus petite que dans les calculs des Notes précitées, car la vitesse moyenne du jet gazeux se rapproche de la vitesse initiale, ainsi que nous allons le voir, et nous pouvons toujours calculer celle-ci, en tenant correctement compte du covolume, par la formule (4) de ma Note du 17 février.

Soit ϖ_0 le poids de gaz, à la pression p_0, contenu initialement dans le réservoir, et soit aussi u le volume spécifique du gaz, lorsque, après détente adiabatique, la pression est devenue p.

La relation de détente adiabatique,

$$pu^\gamma = p_0 u_0{}^\gamma, \tag{1}$$

où γ représente le rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques du gaz, donne, pour poids ϖ du gaz restant dans le réservoir,

$$\varpi = \varpi_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}; \tag{2}$$

d'où

$$d\varpi = \frac{\varpi_0}{\gamma} p_0^{-\frac{1}{\gamma}} p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} dp; \tag{3}$$

ou encore, en posant, comme précédemment, $k = \frac{\gamma - 1}{\gamma}$,

$$d\varpi = (1 - k)\varpi_0 p_0^{k-1} p^{-k} dp. \tag{3'}$$

La quantité de mouvement dM, correspondant à ce poids $d\varpi$ qui sort du réservoir, est

$$dM = w \frac{d\varpi}{g},$$

où w représente la vitesse du jet après détente complète jusqu'à la pression p_a de l'enceinte d'aval; et l'on a

$$w^2 = \frac{2g}{k} pu \left[1 - \left(\frac{p_a}{p}\right)^k\right].$$

Supposons, pour préciser, que cette enceinte d'aval soit l'atmosphère

($p_a = 1$), et remplaçons u par sa valeur en p, d'après (1); il vient

(4) $$w^2 = \frac{2g}{k} p_0^{1-k} u_0 (p^k - 1).$$

La quantité de mouvement totale M du jet, depuis le commencement de l'écoulement, où la pression dans le réservoir est p_0, jusqu'à la fin, où elle est devenue $p_a = 1$, s'écrit donc, en remplaçant w par sa valeur (4), et $d\varpi$ par sa valeur (3′) :

(5) $$M = \varpi_0 \sqrt{\frac{2}{g} p_0 u_0} \cdot \mathfrak{J}$$

avec

(6) $$\mathfrak{J} = \frac{1-k}{\sqrt{k}} p_0^{\frac{k}{2}-1} \int_1^{p_0} \frac{\sqrt{p^k - 1}}{p^k} dp.$$

Cette intégrale $\mathfrak{J}$ n'est pas exprimable en termes finis, sauf pour quelques valeurs particulières de k, par exemple pour $\frac{1}{k}$ entier ou multiple entier de $\frac{1}{2}$.

Je donnerai d'abord le développement général en série, par lequel on peut calculer $\mathfrak{J}$. A cet effet je développe le binome $(p^k - 1)^{\frac{1}{2}}$, mis sous la forme $(1 - p^{-k})^{\frac{1}{2}} p^{\frac{k}{2}}$, suivant les puissances de p^{-k} que je remplacerai, pour simplifier l'écriture, par y ($p^{-k} = y$). J'obtiens ainsi

(7) $$\mathfrak{J} = \frac{1-k}{\sqrt{k}} \left[\frac{2}{2-k} - \frac{y_0}{2-3k} - \sum_2^{\infty} \frac{1.3\ldots(2n-3)}{2^{n-1} n!} \frac{y_0^n}{2-(2n+1)k} \right].$$

Toutefois, cette formule n'est pas applicable si $k = 0$; de plus, l'un des termes a un dénominateur nul lorsque $\frac{1}{k}$ est un multiple entier de $\frac{1}{2}$. Dans ce cas ce terme est à remplacer par un terme logarithmique ainsi qu'on le verra, par exemple, dans la formule (12) relative au cas d'intégrabilité où $k = \frac{2}{7}$.

Pour $k = 0$, je reprends (6) où je remplace p^k par $1 + k\mathcal{L}p$, $\mathcal{L}$ étant le symbole des logarithmes naturels, et je trouve

(8) $$\mathfrak{J} = \frac{1}{p_0} \int_1^{p_0} \sqrt{\mathcal{L}p}\, dp \qquad (\text{pour } k = 0).$$

Cette nouvelle intégrale n'est pas non plus exprimable en termes finis; le développement en série donne

(9) $$\mathfrak{J} = 2 \frac{\sqrt{\mathcal{L}p_0}}{p_0} \sum_1^{\infty} \frac{n}{2n+1} \frac{(\mathcal{L}p_0)^n}{n!} \qquad (\text{pour } k = 0).$$

Heureusement, dans les deux cas principaux qui nous intéressent $\left(k = 0,2\right.$, pour les gaz très chauds, et $k = \frac{2}{7}$, pour les gaz parfaits aux températures ordinaires$\left.\right)$, l'intégration est possible. Pour la réaliser faisons, dans l'intégrale, le changement de variable $p^k = 1 + z^2$. Nous obtenons

$$(10) \qquad \mathfrak{I} = \frac{2(1-k)}{k^{\frac{3}{2}}(1+z_0^2)^{\frac{1}{k}-\frac{1}{2}}} \int_0^{z_0} z^2 (1+z^2)^{\frac{1}{k}-2} dz,$$

qui, pour $k = 0,2$, $\frac{1}{k} = 5$, donne, après retour à p^k et en posant, pour simplifier l'écriture, $p = y$,

$$(11) \qquad \mathfrak{I} = \frac{40\sqrt{5}}{63}\sqrt{1-y_0}\left[7 - y_0 - 1,2y_0^2 - 1,6y_0^3 - 3,2y_0^4\right];$$

et de même, pour $k = \frac{2}{7}$, $\frac{1}{k} = 3,5$:

$$(12) \qquad \mathfrak{I} = \frac{5}{48}\sqrt{\frac{7}{2}}\left[\sqrt{1-y_0}\,(8 - 2y_0 - 3y_0^2) - 3y_0^3\,\mathcal{L}\frac{1+\sqrt{1-y_0}}{\sqrt{y_0}}\right].$$

Maintenant, la vitesse moyenne w_m du gaz, pendant tout l'écoulement, s'obtient en divisant cette quantité de mouvement totale par la masse du gaz qui est sortie du réservoir :

$$\frac{\varpi_0 - \varpi_a}{g} = \frac{\varpi_0}{g}(1 - p_0^{k-1});$$

et le rapport μ de cette vitesse moyenne à la vitesse initiale w_0 du gaz, qui est donnée par

$$w_0 = \sqrt{\frac{2g}{k} p_0 u_0 (1 - p_0^{-k})},$$

s'obtient par la relation

$$(13) \qquad \mu = \frac{w_m}{w_0} = \frac{\sqrt{k}.\mathfrak{I}}{(1-p_0^{k-1})\sqrt{1-p_0^{-k}}}.$$

Les formules précédemment établies pour $\mathfrak{I}$ conduisent ainsi à

$$(14) \quad \mu = \frac{1-k}{\left(1-y_0^{\frac{1}{k}-1}\right)\sqrt{1-y_0}}\left[\frac{2}{2-k} - \frac{y_0}{2-3k} - \sum_2^{\infty} \frac{1.3\ldots(2n-3)}{2^{n-1}.n!}\,\frac{y_0^n}{2-(2n+1)k}\right],$$

pour k quelconque, sauf $k = 0$;

$$(15) \qquad \mu = \frac{2}{p_0 - 1}\sum_1^{\infty} \frac{n}{2n+1}\,\frac{(\mathcal{L}p_0)^n}{n!},$$

pour $k = 0$;

(16) $$\mu = \frac{8}{63(1-y_0^4)}[7 - y_0 - 1{,}2y_0^2 - 1{,}6y_0^3 - 3{,}2y_0^4],$$

pour $k = 0{,}2$, en posant $p^{-0{,}2} = y$; et, enfin, à

(17) $$\mu = \frac{5}{48(1-y_0^{2{,}5})}\left[8 - 2y_0 - 3y_0^2 - \frac{3y_0^3}{\sqrt{1-y_0}}\,\mathcal{L}\,\frac{1+\sqrt{1-y_0}}{\sqrt{y_0}}\right],$$

pour $k = \frac{2}{7}$, en posant $p^{-\frac{2}{7}} = y$.

Telles sont les relations générales que je voulais établir. Elles ne sont pas très simples, et l'on comprend que l'introduction du covolume les aurait rendues par trop difficiles à manier.

Grâce à ces relations, nous pouvons calculer assez rapidement la vitesse moyenne du jet pour une valeur assignée à k, et ensuite la quantité de mouvement totale par (5) et (13).

Le Tableau suivant indique les valeurs de μ ainsi déterminées, pour des pressions initiales p_0 égales à $1 + \varepsilon$, 10, 100, 500, 1000 kg : cm², et pour les valeurs de k égales à 0, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{2}{7}$ qui correspondent, respectivement, aux valeurs 1, $\frac{10}{9}$, $\frac{5}{4}$, $\frac{7}{5}$ du rapport γ des chaleurs spécifiques. La dernière de ces valeurs s'applique aux gaz parfaits froids, la troisième aux gaz des canons. La valeur $\gamma = 1$ n'est donnée qu'à titre de limite, car ce rapport est toujours, en réalité, supérieur à l'unité. Mais il peut s'en approcher, ainsi que l'a montré M. J. Rey, dans sa Communication du 3 mars, à propos des vapeurs de pétrole ([1]).

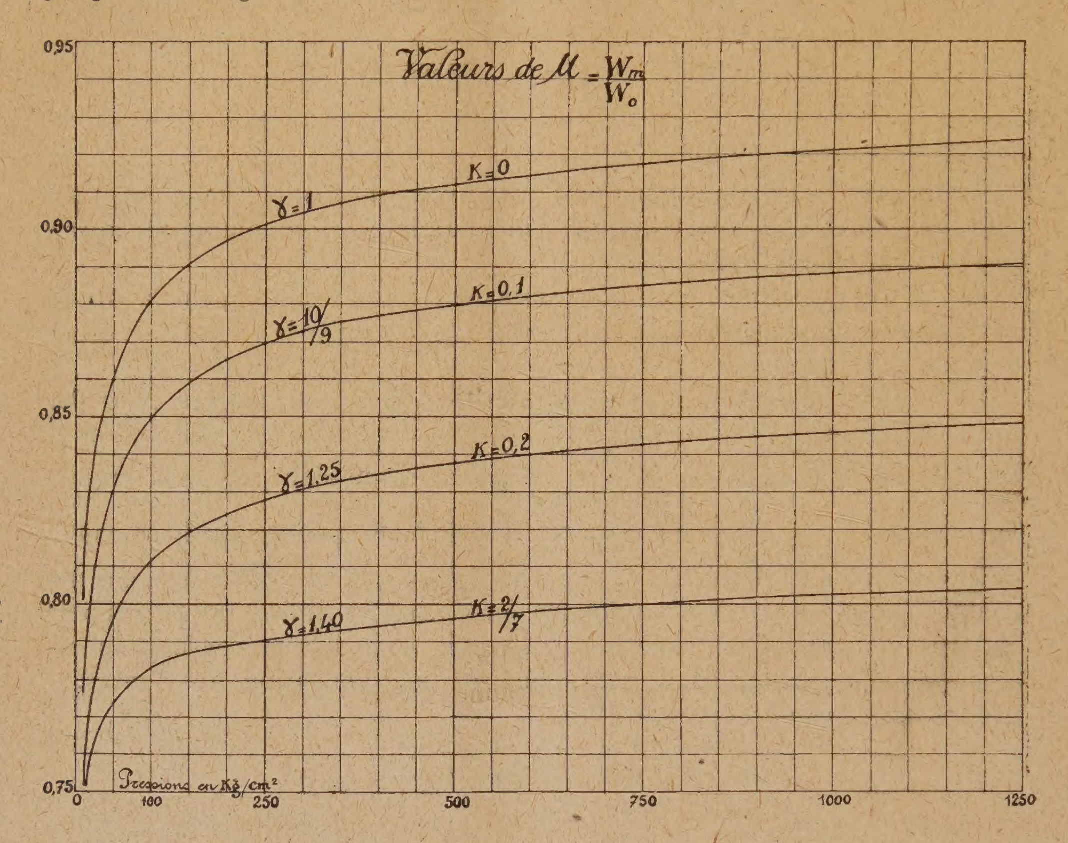
Valeurs de $\mu = \frac{w_m}{w_0}$.

p_0 (kg : cm²).	$1+\varepsilon$.	10.	100.	500.	1000.
$k = 0$..............	$\frac{2}{3}$	0,801	0,882	0,912	0,921
0,1	$\frac{2}{3}$	0,778	0,850	0,880	0,888
0,2	$\frac{2}{3}$	0,752	0,812	0,838	0,846
0,286	$\frac{2}{3}$	0,733	0,783	0,796	0,803

Le graphique donne, plus complètement, les courbes de $\mu = \frac{w_m}{w_0}$ en

([1]) *Comptes rendus*, t. 168, 1919, p. 509.

fonction de la pression initiale p_0, jusqu'à 1250 kg : cm², pour les quatre valeurs ci-dessus indiquées de γ. Il permet d'y relever μ par interpolation, avec une suffisante approximation, pour toutes valeurs de γ et de p_0 jusqu'à 1250 kg : cm².



Ces courbes partent de la valeur commune $\mu = \frac{2}{3}$, pour une pression peu supérieure à l'unité; un calcul très simple montre, en effet, que, lorsque les écarts de pression dans le réservoir sont petits par rapport à la pression atmosphérique, la vitesse moyenne est précisément toujours égale aux $\frac{2}{3}$ de la vitesse initiale. Elles s'élèvent rapidement d'abord, plus lentement ensuite, et atteignent des chiffres très supérieurs à $\frac{2}{3}$.

Il est remarquable que, pour les écoulements des gaz sous très fortes pressions, la vitesse moyenne des jets se rapproche autant de la vitesse

initiale. Mais cette propriété s'atténue à mesure que le coefficient K s'élève. Le calcul montre que μ serait uniformément égal à $\frac{2}{3}$, quelle que soit la pression initiale p_0, si k pouvait atteindre la valeur $\frac{1}{2}$, correspondant à $\gamma = 2$, très supérieur, il est vrai, à la limite, $\frac{5}{3}$, que l'on envisage pour les gaz naturels.

ÉLECTRO-MÉCANIQUE. — *Conditions de stabilité de la marche synchronique des alternateurs accouplés sur réseau à tension constante.* Note [1] de **M. A. Blondel.**

Pour faciliter la discussion, je commencerai par étudier un cas simplifié :

1° *Cas particulier.* — On suppose qu'il n'y a pas compoundage ($k'_t = k'_d = 1$), et que les oscillations induites dans les circuits des inducteurs [2] sont négligeables ($\sigma_t = \sigma_d = 1$). Ce cas peut se présenter quand l'alternateur ne comporte pas de circuits amortisseurs Leblanc, que ses pôles sont feuilletés, et que le circuit d'excitation a une impédance extérieure suffisante (celle de la dynamo excitatrice augmentée au besoin de bobines de self-induction) pour annuler sensiblement les oscillations dans le circuit excitateur.

L'équation (17) (p. 443) dans laquelle on remplace E_t et E_d par leur valeur, se réduit alors à l'équation du second degré

$$K' x^2 + bx + c = 0 \tag{1}$$

en posant [3]

$$\left\{\begin{aligned} b = {} & U_t U_d \left(1 + 2r\frac{\nu}{q}\right)\left(\frac{1}{\omega^2 L_d} - \frac{1}{\omega^2 L_t}\right) + \lambda\left(\frac{U_d I_d}{\omega L_d} + \frac{U_t I_t}{\omega L_t}\right) - \frac{hE^2}{\omega^2 q} \\ & + r\left[\frac{E^2}{\omega^3 L_d L_t} + U_d I_t\left(\frac{1}{\omega^2 L_d} - \frac{2}{\omega^2 L_t}\right) + U_t I_d\left(\frac{2}{\omega^2 L_d} - \frac{1}{\omega^2 L_t}\right)\right] \\ c = {} & \Pi + \frac{V_d U_d}{\omega L_d} + \frac{V_t U_t}{\omega L_t}. \end{aligned}\right. \tag{2}$$

(1) Reçue dans la séance du 17 mars 1919.

(2) *Comptes rendus*, t. 168, 1919, p. 439.

(3) J'appelle λ la self-induction des bobines de réactance intercalées entre l'alter-

Les deux racines $x = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4K'c}}{2K'}$ seront complexes si $b^2 < 4K'c$ et donneront lieu alors à une oscillation propre de pseudo-fréquence

$$(3) \qquad \varepsilon = \sqrt{\frac{c}{K'} - \left(\frac{b}{2K'}\right)^2}.$$

Le régime de l'alternateur en oscillation libre ou forcée restera stable si les deux racines sont ou réelles et négatives (degré d'amortissement supérieur à l'unité), ou complexes avec une partie réelle négative (mouvement oscillatoire amorti), comme ce sera généralement le cas. La condition pour que le régime reste oscillant ($b^2 < 4K'c$) exige $c > 0$. Il en sera toujours ainsi tant que la puissance réactive II n'est pas négative et *très grande*. La condition de stabilité *nécessaire et suffisante* est alors que le coefficient de x dans (2) soit positif ($b > 0$).

D'apres l'équation (2), l'explication de l'instabilité des alternateurs dans certains cas $b < 0$ ne peut être attribuée, croyons-nous, ni à la self-induction additionnelle λ, qui donne deux termes toujours positifs, donc stabilisateurs, sauf dans la marche à vide ou λI s'annule; ni aux pertes ν par hystérésis et Foucault, ni à la résistance r qui donnent des termes généralement assez petits, ni *a fortiori* au terme de variation cinétique de l'hystérésis $\frac{hE^2}{\omega^2}$, qui est négligeable ([1]).

---

nateur et les barres de départ des feeders. Dans l'équation (12) et suivantes, E_t et E_d doivent être considérées comme représentant les forces électromotrices rapportées à la pulsation unité. Ici, pour plus de clarté, nous écrirons $\frac{E_t}{\omega}$ et $\frac{E_d}{\omega}$; le terme en r de l'équation (17) se trouve ainsi lui-même divisé par ω.

([1]) En effet, $\frac{h}{\omega^2}E^2$ est la perte totale par hystérésis de la machine en marche normale, divisée par la vitesse de pulsation ω comprise généralement entre 150 et 314; tandis que $\frac{E^2}{\omega^2 L_d L_t}$ est de même ordre de grandeur que le carré du courant de court-circuit. $q\frac{rE^2}{\omega^3 L_d L_t}$ est donc beaucoup plus grand que la perte totale par effet Joule dans l'induit de l'alternateur en marche normale, divisée également par la vitesse de pulsation ω.

On remarquera d'ailleurs que, dans toutes nos équations, les courants I_t I_d n'interviennent que dans les facteurs correctifs et que les termes principaux sont exprimés en fonction des composantes de la tension aux bornes U; celle-ci est constante et son décalage de phase ζ par rapport à la phase de l'axe polaire (phase de la force électromotrice théorique E_t) est seul variable et dans des limites beaucoup plus faibles qu'on ne le croit généralement. Dans la marche à vide, son décalage est nul, $U_t = U$ sensiblement. Il en est de même du courant I_d, à moins que les deux alternateurs aient des excitations mal réglées et inégales.

L'effet d'une différence entre les deux réactances peut, dans certains cas, être prépondérant par rapport aux autres termes; il sera positif si $L_d < L_t$; négatif si $L_d > L_t$. Le premier cas se présentera si les pôles inducteurs sont larges par rapport à l'espace interpolaire et si le circuit inducteur est fortement saturé, ce qui en réduit la perméabilité; cependant, ce cas est plus rare avec les alternateurs à pôles qu'avec les alternateurs à inducteur cylindrique contenant les circuits excitateurs logés dans des encoches, comme c'est le cas pour certains types de turbo-alternateurs; pour ces derniers, les carcasses du stator et du rotor sont toutes deux analogues à celles d'un moteur asynchrone, et la saturation étant beaucoup plus grande suivant le circuit inducteur direct que suivant le circuit transversal, L_d sera inférieur à L_t et d'autant plus que l'entrefer sera plus faible et que la saturation produite par les ampères-tours inducteurs sera plus forte (¹).

Le second cas se présentera avec des alternateurs à pôles saillants si les espaces interpolaires de l'inducteur sont grands par rapport à la largeur des pôles, et surtout si l'entrefer sous les pôles est court et si le circuit magnétique inducteur est peu saturé; car toutes ces conditions augmentent L_d.

2° Cas général. — *L'effet des circuits inducteurs directs et transversaux n'est pas négligeable.* L'équation caractéristique prend la forme développée

$$K'x^4 + bx^3 + cx^2 + dx + e = 0, \qquad (4)$$

(¹) L'influence des termes en $\frac{1}{\omega}\left(\frac{1}{\omega L_d} + \frac{1}{\omega L_t}\right)$ sera d'autant plus grande que ω sera plus petit. De même, dans les oscillations forcées, la puissance amortissante correspondante est proportionnelle à $\frac{\varepsilon}{\omega}$.

en posant les simplifications d'écriture [1]

$$
(5)\quad \left\{
\begin{aligned}
&\sigma_d \mathrm{L}_d = \mathrm{L}'_d, \qquad \sigma_t \mathrm{L}_t = \mathrm{L}'_t; \qquad \frac{k'_d}{\sigma_d} = \gamma_d, \qquad \frac{k'_t}{\sigma_t} = \gamma_t.\\
&b = \mathrm{U}_d \mathrm{U}_t\left(1 + 2r\frac{\nu}{q}\right)\left[\frac{1}{\omega^2 \mathrm{L}'_d} - \frac{1}{\omega^2 \mathrm{L}'_t}\right] + \mathrm{K}'(\gamma_d m_d + \gamma_t m_t) + \lambda\left(\frac{\mathrm{U}_d \mathrm{I}_d}{\omega_d \mathrm{L}'_d} + \frac{\mathrm{U}_t \mathrm{I}_t}{\omega \mathrm{L}'_t}\right)\\
&\qquad - \frac{h}{\omega^2 q}\mathrm{E}^2 + \frac{r}{\omega}\left[\frac{\mathrm{E}^2}{\omega^2 \mathrm{L}'_d \mathrm{L}'_t} + \mathrm{U}_d \mathrm{I}_t\left(\frac{1}{\omega \mathrm{L}'_d} - \frac{2}{\omega \mathrm{L}'_t}\right) + \mathrm{U}_t \mathrm{I}_d\left(\frac{2}{\omega \mathrm{L}'_d} - \frac{1}{\omega \mathrm{L}'_t}\right)\right]\\
&c = \left(1 + 2r\frac{\nu}{q}\right)\left(\frac{\mathrm{U}_d^2}{\omega \mathrm{L}'_d} + \frac{\mathrm{U}_t^2}{\omega \mathrm{L}'_t}\right) + \left(1 + 2r\frac{\nu}{q}\right)\mathrm{U}_t \mathrm{U}_d\left[\frac{\gamma_t m_t + m_d}{\omega \mathrm{L}'_d} - \frac{\gamma_d m_d + m_t}{\omega \mathrm{L}'_t}\right]\\
&\qquad + \lambda\left[\frac{\mathrm{U}_d \mathrm{I}_d}{\omega \mathrm{L}'_d}(\gamma_t m_t + m_d) + \frac{\mathrm{U}_t \mathrm{I}_t}{\omega \mathrm{L}'_t}(\gamma_d m_d + m_t)\right] + \mathrm{K}'\gamma_d m_d \gamma_t m_t + \mathrm{II}\\
&\qquad - \frac{h\mathrm{E}^2}{\omega^2 q}(\gamma_d m_d + \gamma_t m_t) + 2r\left(\frac{\mathrm{U}_d \mathrm{I}_d}{\omega \mathrm{L}'_d} + \frac{\mathrm{U}_t \mathrm{I}_t}{\omega \mathrm{L}'_t}\right)\\
&\qquad + \frac{r}{\omega}\left\{\frac{\mathrm{E}^2}{\omega^2 \mathrm{L}'_d \mathrm{L}'_t}(m_d + m_t) + \mathrm{U}_d \mathrm{I}_t\left[\frac{\gamma_t m_t + m_d}{\omega \mathrm{L}'_d} - \frac{2(\gamma_d m_d + m_t)}{\omega \mathrm{L}'_t}\right]\right.\\
&\qquad\qquad\qquad\qquad \left. + \mathrm{U}_t \mathrm{I}_d\left[\frac{2(\gamma_t m_t + m_d)}{\omega \mathrm{L}'_d} - \frac{\gamma_d m_d + m_t}{\omega \mathrm{L}'_t}\right]\right\},\\
&d = \left(1 + 2r\frac{\nu}{q}\right)\left[\frac{\mathrm{U}_d^2}{\omega \mathrm{L}'_d}(\gamma_t m_t + m_d) + \frac{\mathrm{U}_t^2}{\omega \mathrm{L}'_t}(\gamma_d m_d + m_t)\right] + \mathrm{II}(\gamma_d m_d + \gamma_t m_t)\\
&\qquad + \left(1 + 2r\frac{\nu}{q}\right)\mathrm{U}_t \mathrm{U}_d\left[\frac{\gamma_t}{\omega^2 \mathrm{L}'_d} - \frac{\gamma_d}{\omega^2 \mathrm{L}'_t}\right] m_d m_t\\
&\qquad + \lambda\left[\frac{\mathrm{U}_d \mathrm{I}_d}{\omega \mathrm{L}'_d}\gamma_t + \frac{\mathrm{U}_t \mathrm{I}_t}{\omega \mathrm{L}'_t}\gamma_d\right] m_d m_t - \frac{h}{\omega^2 q}\mathrm{E}^2 \gamma_d m_d \gamma_t m_t\\
&\qquad + 2r\left[\frac{\mathrm{U}_d \mathrm{I}_d}{\omega \mathrm{L}'_d}(\gamma_t m_t + m_d) + \frac{\mathrm{U}_t \mathrm{I}_t}{\omega \mathrm{L}'_t}(\gamma_d m_d + m_t)\right]\\
&\qquad + \frac{r}{\omega}\left[\frac{\mathrm{E}^2}{\omega^2 \mathrm{L}'_d \mathrm{L}'_t} + \mathrm{U}_d \mathrm{I}_t\left(\frac{\gamma_t}{\omega \mathrm{L}'_d} + \frac{2\gamma_d}{\omega \mathrm{L}'_t}\right) + \mathrm{U}_t \mathrm{I}_d\left(\frac{2\gamma_t}{\omega \mathrm{L}'_d} - \frac{\gamma_d}{\omega \mathrm{L}_t}\right)\right] m_d m_t,\\
&e = \left[\frac{\mathrm{U}_d^2}{\omega \mathrm{L}'_d}\gamma_t + \frac{\mathrm{U}_t^2}{\omega \mathrm{L}'_t}\gamma_d + \mathrm{II}\gamma_d \gamma_t\right] m_d m_t\\
&\qquad + 2r\left[\frac{\mathrm{U}_d}{\omega \mathrm{L}'_d}\left(\mathrm{I}_d + \frac{\nu}{q}\mathrm{U}_d\right)\gamma_t + \frac{\mathrm{U}_t}{\omega \mathrm{L}'_t}\left(\mathrm{I}_t + \frac{\nu}{q}\mathrm{U}_t\right)\gamma_d\right] m_d m_t.
\end{aligned}
\right.
$$

---

[1] Dans ces développements, on supprime les termes du second ordre. On pourrait également négliger les termes en r, ν et h $\Big($ou tout au moins les termes en $\frac{r}{\omega}$ propor-

Pour que l'alternateur soit stable, il faut que les quatre racines de (4), réelles ou complexes conjuguées, soient à partie réelle négative. Les conditions *nécessaires et suffisantes* s'obtiennent en appliquant le déterminant d'Hurwitz : tous les coefficients K′, b, c, d, e doivent être positifs et doivent satisfaire à l'inégalité [1]

$$d(bc - K'd) - eb^2 > 0, \tag{6}$$

que j'écrirai

$$K'\left(\frac{d}{b}\right)^2 - c\left(\frac{d}{b}\right) + e < 0.$$

Ces coefficients sont, on le voit, très généralement positifs. Tant que le compoundage est nul ou faible ($0 < k'_d < 1$), les coefficients c, d, e qui contiennent des termes positifs importants sont plus positifs que b [2]. Ce dernier peut devenir négatif si $L'_t = \sigma_t L_t$ est petit par rapport à $L'_d = \sigma_d L_d$. Dans la marche en charge d'un alternateur exactement compoundé ($\gamma_d = 0$), ou même hyper-compoundé ($\gamma_d < 0$), le coefficient b est également le terme sensible de (4). Mais, pour la marche à vide ($I = 0$, $U_d = 0$), le plus léger hyper-compoundage rend l'alternateur instable ($e < 0$). D'une façon générale, le compoundage tend toujours à favoriser l'instabilité.

D'après la condition (6), l'équation du deuxième degré en $\left(\frac{d}{b}\right)$ obtenue en égalant à zéro son premier terme doit avoir deux racines réelles; d'où une condition auxiliaire nécessaire plus simple : $c^2 - 4K'e > 0$.

Dans le cas où l'alternateur est dépourvu de circuit amortisseur ($k'_t = \sigma_t = 1$), l'équation caractéristique se réduit au troisième degré et se traiterait de la même manière, en faisant $e = 0$ dans l'équation de conditions (6) [3].

---

tionnels à la variation cinétique des pertes par effet Joule) dans les coefficients toujours grands c et d. Pour vérifier l'homogénéité de ces formules, on peut remarquer que ω, x et m ont les dimensions T^{-1}, K′ est exprimé en joules $\times T^{-1}$.

[1] Quand b et e sont petits, on a sensiblement la condition *a fortiori* $bc > K'd$, d'une application plus simple.

[2] Ce terme en b est généralement petit dans l'équation du quatrième degré, car il ne contient (à part le terme en K′) que des variations cinétiques des pertes et le terme en $\frac{1}{\omega}\left(\frac{1}{\omega L'_d} - \frac{1}{\omega L'_t}\right)$.

[3] Cette équation du troisième degré se déduit de celle du quatrième en faisant

Les circuits amortisseurs rajoutés sur les inducteurs sont négligeables par rapport au circuit d'excitation quand celui-ci provient d'une batterie; mais lorsque la self extérieure du circuit d'excitation (excitatrice) devient importante, le circuit amortisseur contribue, pour une part plus ou moins importante, à réduire les coefficients σ_d et m_d. m_d sera d'autant plus faible qu'il y aura plus de cuivre sur les inducteurs et moins de résistance dans le circuit extérieur; m_t sera d'autant plus faible que l'on mettra plus de cuivre dans les amortisseurs et que ceux-ci envelopperont plus complètement l'induit; σ_t sera d'autant plus grand que les encoches dans lesquelles seront logées les barres de l'amortisseur seront plus fermées et que l'entrefer sera plus grand; σ_t et m_t seront plus grands tous les deux que dans un moteur asynchrone et σ_t sera surtout grand si l'espace interpolaire, dans lequel il n'y a pas de fer, est grand par rapport à la largeur des pôles.

3° *Influence éventuelle des variations cinétiques des excitatrices.* — Lorsque l'arbre de l'excitatrice est solidaire de celui de l'alternateur, les deux machines subissent les mêmes oscillations de vitesse angulaire. La force électromotrice induite dans le circuit de l'excitatrice subit ainsi (sauf dans certains cas particuliers) une variation cinétique périodique qui se traduit dans les équations (3) et (9) d'une précédente Note, p. 440, par l'addition aux seconds membres des termes

$$(7)\qquad \mathfrak{M}(E_{md}) = \frac{E'_{md}}{\omega}\frac{d\theta}{dt}; \qquad \mathfrak{M}(E_{mt}) = 0.$$

On introduit ainsi dans l'équation caractéristique développée les deux termes en E'_{md}

$$(8)\qquad \begin{cases} -x^2 \dfrac{Vd}{\omega L'_d} m'_d E'_{md} \quad \text{et} \quad x \dfrac{Vd}{\omega L'_d} \gamma_t m_t m'_d E'_{md} \\ \text{avec} \\ m'_d = \dfrac{M_d}{L_{md}} = \sqrt{(1-\sigma_d)\dfrac{L_d}{L_{md}}}. \end{cases}$$

Ils modifient dans le mauvais sens, mais seulement faiblement, les coefficients franchement positifs e et d; ces variations cinétiques seront donc généralement peu dangereuses pour la stabilité.

$L_{mt} = \infty$ ou $m_t = 0$ et $k'_t = 1$, quand on suppose qu'il n'y a pas d'amortisseurs, ou $L_{md} = \infty$ ou $m_d = 0$ avec $k_d = 1$, quand on suppose qu'il n'y a pas d'oscillations dans le circuit d'excitation. Dans les deux cas on a $e = 0$, et l'on peut diviser par x.

Remarque. — On peut remarquer que si l'on substitue les valeurs des différents $\mathfrak{B}(I)$, solutions de l'équation caractéristique générale, dans l'expression $\mathfrak{B}(P)$ servant de point de départ à ma précédente Note (p. 440), cette expression n'est plus de la forme que l'on avait supposée au départ. Cela prouve simplement qu'au cours des opérations faites pour trouver l'intégrale générale, il s'est introduit des solutions étrangères provenant des oscillations apériodiques des circuits inducteurs. Cela ne réduit nullement la légitimité de la solution, car $\mathfrak{B}$ peut représenter une variation quelconque des I et de P; et il n'a de valeur particulière que pour les variables principales U_t et U_a.

MÉTÉOROLOGIE. — *Réflexions préliminaires sur les mouvements généraux de l'atmosphère.* Note [1] de M. **H.-H. Hildebrandsson.**

Avant qu'il soit possible d'étudier sérieusement les *causes* des mouvements généraux de l'atmosphère, il faut d'abord, et *indépendamment de toute théorie préconçue*, chercher à déterminer avec précision ce qui se passe actuellement dans l'atmosphère, c'est-à-dire constater par des observations directes *quels sont ces mouvements et quelle en est la nature*. Depuis les débuts de la météorologie dynamique, au milieu du siècle dernier, cette recherche a été le but principal des météorologistes.

Nous avons récemment exposé les principaux résultats obtenus sur les mouvements généraux de l'atmosphère grâce à ces recherches empiriques, qui ont étudié :

A. Les grands courants de l'atmosphère indiqués par le mouvement des cyclones et des anticyclones;

B. Les directions moyennes des nuages observées en différents pays et surtout de 1896 à 1897, pendant l'année dite *des nuages* [2];

C. Les observations aéronautiques;

D. La confirmation des résultats précédents par des phénomènes d'origine volcanique.

---

[1] Séance du 17 mars 1919.

[2] De mai 1896 à décembre 1897, tous les établissements météorologiques du monde ont fait des observations et mesures continues de nuages d'après un programme adopté par le Comité permanent météorologique.

De toutes ces observations nous avons tiré les résultats suivants trouvés *sans aucune théorie préconçue*, directement par des observations faites d'après les méthodes différentes :

1° Autour de l'équateur thermique, il y a un grand courant de l'Est à l'Ouest. Il est faible, en général, à la surface terrestre (calmes équatoriaux), mais très constant et très fort (34^{m} par seconde), dans les couches supérieures de l'atmosphère (*courant équatorial*).

2° Dans les zones tempérées, il règne des courants de l'Ouest à l'Est.

3° Dans les régions supérieures, ces courants sont déviés à droite dans l'hémisphère boréal et à gauche dans l'hémisphère austral.

Ainsi, le courant équatorial de l'Est devient successivement Sud Est, Sud. Sud Ouest et Ouest, contre-alizé de l'hémisphère boréal et Nord Est, Nord, Nord Ouest et Ouest, contre-alizé de l'hémisphère austral. Ces courants supérieurs alimentent du côté équatorial les hautes pressions des tropiques. De la même manière, les courants de l'ouest des zones tempérées deviennent en haut respectivement Nord Ouest et Sud Ouest et alimentent du côté polaire les maxima tropicaux.

4° De ces maxima soufflent dans les couches inférieures les alizés du Nord Est et du Sud Est vers l'équateur, et d'autre part, les vents du Sud Ouest-Ouest dans l'hémisphère boréal et du Nord Ouest-Ouest dans l'hémisphère austral vers les zones tempérées.

5° Les moussons n'appartiennent pas aux mouvements généraux de l'atmosphère; il faut les considérer comme des perturbations grandioses (analogues au Mistral, Bera, etc.), et leur hauteur ne dépasse guère 4500^{m}. Au-dessus, les grands courants de l'Ouest et de l'Est sont comme à l'ordinaire.

6° Dans les régions polaires, les observations sont encore peu nombreuses. Cependant, il semble que les vents d'Est sont fréquents à la surface terrestre au-dessus des latitudes 60°-70°, mais qu'en général, des vents de Nord Ouest-Sud Ouest soufflent au-dessus dans les régions supérieures.

7° Plus la hautenr est grande, plus les vents d'Ouest sont constants dans les zones tempérées, d'où l'on doit conclure que les cyclones et les anticyclones sont des phénomènes qui naissent dans des couches inférieures de l'atmosphère.

8° Or, *un courant supérieur direct de l'équateur vers les pôles n'existe pas, ni un courant inférieur en sens inverse des pôles à l'équateur.*

9° Cependant il y a un échange lent de l'air le long des méridiens, causé

par les tourbillons cycloniques et anticycloniques qui se succèdent sans arrêt dans les zones tempérées. En effet, chacun de ces tourbillons transporte d'un côté, de l'air du Sud au Nord, et de l'autre côté, du Nord au Sud. Du reste, comme l'air a un mouvement ascendant dans les cyclones et descendant dans les anticyclones, on voit que les masses de l'air des différentes latitudes deviennent peu à peu mélangées.

Ces résultats ont été obtenus directement par des recherches empiriques poursuivies depuis 50 années, en grande partie par mon ami regretté Léon Teisserenc de Bort et moi-même, sans aucune théorie préconçue. Les représentations des mouvements généraux de l'atmosphère, publiées jusqu'ici, sont en général déduites de considérations théoriques plus ou moins mal fondées. On a connu assez bien depuis longtemps la direction moyenne du vent, à un grand nombre de stations dans toutes les parties de la terre et notre connaissance du régime des vents sur les mers a aussi été très détaillée. Mais les mouvements des couches supérieures de l'atmosphère ont été, jusqu'aux dernières années, presque inconnus. On s'est basé sur les deux principes de Halley (1686) et de Hadley (1735). Le premier est le suivant : la température de l'air va en décroissant de l'équateur aux pôles, et il doit constamment exister un vent supérieur ou courant équatorial, soufflant de l'équateur aux pôles, et un vent inférieur, ou courant polaire, soufflant des pôles à l'équateur. Le second est le suivant : quelle que soit la direction suivie par un courant atmosphérique, la rotation terrestre dévie ce courant à droite dans l'hémisphère boréal, à gauche dans l'hémisphère austral.

Selon les résultats donnés plus haut, la loi de Halley n'est pas vraie (3° et 8°). En effet, le *courant équatorial* ou contre-alizé est dévié de plus en plus à droite, et devient aux tropiques un vent de l'*Ouest;* sa marche vers le pôle est arrêtée. La circulation verticale a lieu, non entre équateur et pôles, mais seulement entre équateur et tropiques.

Le principe de Hadley a été prouvé par la théorie mathématique et vérifié par les expériences bien connues de Foucault et d'autres. Cette force H est donnée par la formule $H = 2v\omega \sin\varphi$ où v est la vitesse du courant, ω la vitesse de rotation terrestre et φ la latitude. Mais on a négligé une autre conséquence de la rotation terrestre prouvée par Coriolis, Ekholm et d'autres; *les courants ascendants sont transportés de l'Est à l'Ouest, et les descendants de l'Ouest à l'Est* avec une force $V = 2v\omega \cos\varphi$. Ainsi H croît vers les pôles comme $\sin\varphi$ et V décroît comme $\cos\varphi$.

En me basant sur ces résultats empiriques, j'ose exprimer les idées sui-

vantes sur le mécanisme de ces mouvements de l'atmosphère. En admettant que c'est la chaleur du Soleil qui est la source principale de chaque mouvement de l'atmosphère, il est évident qu'elle doit être la plus efficace autour de l'équateur. La surface terrestre y est le plus fortement échauffée et les courants ascendants très grands, mais les courants ascendants sont par la rotation terrestre transportés de l'Est à l'Ouest, par la force V. C'est le vent d'Est tropical (1°).

Cependant, la température diminue de l'équateur aux pôles. Or, il faut qu'une circulation verticale s'établisse, mais les observations prouvent que celle-ci a lieu, non entre l'équateur et les pôles, mais seulement entre l'équateur et les tropiques.

En effet, le grand courant équatorial de l'Est est dévié en haut vers les pôles et devient le contre-alizé qui souffle au nord de l'équateur, comme nous l'avons vu, successivement de Sud Est-Sud-Sud Ouest et devient près du tropique un vent de l'Ouest descendant. La pression augmente et un maximum se forme, d'où coule vers l'équateur l'alizé de Nord-Nord Est-Est du sol jusqu'à la hauteur moyenne de 1^{km} à 2^{km}. Au fur et à mesure qu'il avance vers l'équateur thermique, il s'échauffe, monte en haut, alimente et renforce le courant équatorial de l'Est (3° et 4°).

De ce maximum barométrique les gradients barométriques s'abaissent vers le Nord et engendrent les vents dominants de la zone tempérée de l'Ouest à l'Est (le tourbillon polaire). Comme dans chaque tourbillon cyclonique, l'air a une composante vers le centre près du sol et une composante en dehors dans le haut. Ainsi les vents soufflent en moyenne du Sud Ouest-Ouest à la surface terrestre et de l'Ouest-Nord Ouest dans les couches supérieures.

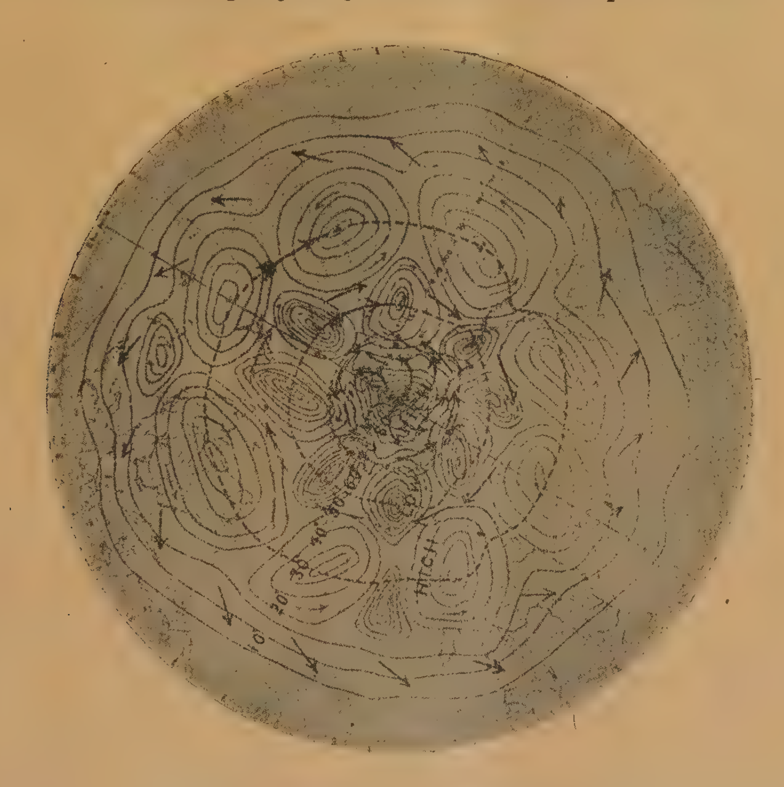
Ces vents du Nord Ouest au-dessus de la zone subtropicale alimentent le maximum du tropique boréal et, en descendant, prennent successivement les directions Nord et Nord Est, se confondant avec l'alizé. Au sud de l'équateur, les phénomènes sont symétriques (2°, 3°, 4°).

Les maxima tropicaux, situés entre le grand courant équatorial de l'Est et les vents de l'Ouest des zones tempérées, se dissolvent en tourbillons anticycloniques. En effet, H.-C. Russel, à Sydney, a trouvé le premier que les anticyclones fixes indiqués sur les cartes des isobares moyennes des tropiques sont causés par *une série d'anticyclones* qui passent continuellement *de l'Ouest à l'Est* [1] à des latitudes presque constantes, de la même manière que la basse pression au sud de l'Islande en hiver est due à la série

---

[1] Dans les anticyclones, l'air est descendant.

continuelle de dépressions qui traversent cette partie de l'Atlantique Nord. M. W. Lockyer a déterminé la vitesse de ces anticyclones et l'a trouvée environ 9° en longitude par jour partout dans l'hémisphère austral.



Les régions arctique et antarctique limitent vers les pôles les grands courants de l'Ouest des zones tempérées. De ces régions froides, des vents de l'Est soufflent à la surface terrestre, tandis que des vents opposés de l'Ouest règnent en haut (6°). Entre ces courants de l'Est et les vents de l'Ouest au sud d'eux, il se forme, dans le grand courant de l'Ouest, des tourbillons cycloniques, qui, comme à l'ordinaire, ne sont pas fermés en haut; de la même manière au bord d'une rivière se forment des tourbillons dans lesquels l'eau coule près de la rive en sens inverse du courant.

Le régime des vents ainsi trouvé par notre discussion des résultats empiriques est identique à celui trouvé par M. W. Lockyer pour l'hémisphère austral. Nous reproduisons ici la figure qu'il a donnée pour faire voir la circulation dans l'hémisphère austral. Nous avons le grand courant de l'Est

près de l'équateur et le courant en sens contraire de l'Ouest sur la zone tempérée (les braves vents de l'Ouest des marins), les anticyclones entre ces deux courants et les cyclones jusqu'à 60°-70° de latitude.

Sur l'hémisphère boréal, la distribution des terres et des mers cause des perturbations multiples dans les couches inférieures, mais nous avons constaté que ces perturbations, les moussons, etc., disparaissent à une hauteur de 4-5^{km} tout au plus au-dessus de la surface terrestre (5°).

M. E. **Roux** fait hommage à l'Académie d'un ouvrage de M. **H. Violle**, intitulé *Le choléra*, dont il a écrit la préface.

CORRESPONDANCE.

M. **Charles Pérez** adresse un rapport sur les travaux qu'il a exécutés à l'aide de la subvention qui lui a été accordée sur le *Fonds Bonaparte* en 1909.

M. **Ernest Vessiot** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Géométrie, par l'élection de M. *Emile Picard* comme Secrétaire perpétuel.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Quelques propriétés générales des fonctions entières liées au théorème de M. Picard*. Note [1] de M. **Gaston Julia**.

J'ai montré antérieurement que l'introduction d'un paramètre continu dans une fonction entière pouvait conduire à de nouvelles propositions sur la répartition des racines des équations $f(z) = a$. Par exemple, on peut toujours trouver une direction Oz_0 telle que les rayons Oz_a joignant l'origine aux racines z_a de l'équation $f(z) = a$, admettent Oz_0 pour rayon limite, et cela *quel que soit a*, sauf peut-être une valeur de a.

[1] Séance du 17 mars 1919.

I. Considérons maintenant la famille des fonctions $f_n(z) = f(z\sigma^n)$, σ étant un nombre complexe quelconque de module > 1. Elle dépend du paramètre entier n. Dans une couronne (C, Γ) limitée par deux cercles de centre O (ou par deux courbes fermées quelconques entourant l'origine), il peut arriver que la famille $f_n(z)$ soit normale. Toutes les fonctions limites de la suite des $f_n(z)$ sont alors identiques à la constante infinie, ce qui veut dire que, pour $n > n_0$, $|f(z)|$ est $> M$ dans les couronnes $(C\sigma^n, \Gamma\sigma^n)$, n_0 étant choisi assez grand dès que M est donné : autrement dit $f(z)$ tend uniformément vers l'infini dans les couronnes $(C\sigma^n, \Gamma\sigma^n)$. Mais ceci est certainement impossible si $\Gamma = \sigma C$, c'est-à-dire si la couronne (C, Γ) est un domaine fondamental de la substitution $(z, z\sigma)$ compris entre un cercle quelconque C et son transformé $C\sigma$. Car cela équivaudrait à dire qu'à l'extérieur d'un cercle assez grand on a $|f(z)| > M$, ce qui est absurde. Il doit donc exister dans la couronne $(C, C\sigma)$ un point au moins z_0 où la suite des f_n n'est pas normale. Si on l'entoure d'une aire circulaire arbitrairement petite $\mathcal{D}$, on conclura aisément que, *dans l'ensemble des aires* $\mathcal{D}$, $\sigma\mathcal{D}$, $\sigma^2\mathcal{D}$, ..., $\sigma^n\mathcal{D}$, ..., *la fonction* $f(z)$ *prend toute valeur finie, sauf peut-être une valeur exceptionnelle.*

Ce qui précède s'applique évidemment à toute fonction uniforme ayant un point singulier essentiel isolé, qu'on peut supposer à l'infini.

II. Définissons alors l'ensemble $\mathcal{E}$, *l'ensemble formé des points autour desquels la suite des* $f_n(z)$ *n'est pas normale.* D'après I, $\mathcal{E}$ contient un point au moins dans toute couronne $(C, \sigma C)$ (C étant une courbe fermée quelconque entourant l'origine). Si un point z_0 appartient à $\mathcal{E}$, tous les $z_0\sigma^{\mp n}$ $(n = 1, 2, \ldots, \infty)$ appartiennent aussi à $\mathcal{E}$. Tout point-limite de points de $\mathcal{E}$ appartient à $\mathcal{E}$. En particulier, l'origine est un point de $\mathcal{E}$: cela peut, d'ailleurs, se voir *a priori*. Les points de $\mathcal{E}$ ne sont jamais isolés : tout point de $\mathcal{E}$ est limite de points de $\mathcal{E}$. Cela résulte de ce que, si une suite $f_{n_p}(z)$, dont tous les termes f_{n_p} sont holomorphes dans une petite aire circulaire $\mathcal{D}$, converge vers une limite en tout point de cette aire, sauf peut-être au centre, elle converge aussi au centre. *L'ensemble* $\mathcal{E}$ *est donc un ensemble parfait.* Tout point ζ de $\mathcal{E}$ jouit de la propriété que nous avons reconnue au point z_0 dans le paragraphe I : il y a une valeur au plus que ne puisse prendre $f(z)$, dans les aires $\mathcal{D}$, $\mathcal{D}\sigma$, ..., $\mathcal{D}\sigma^n$, ..., $\mathcal{D}$ étant une aire arbitrairement petite entourant z_0.

L'ensemble parfait $\mathcal{E}$ se transforme en lui-même par la substitution $(z, z\sigma)$. Ses points s'accumulent en particulier autour du point à l'infini. Il peut être, quant à sa structure.

1° Ou *superficiel*. Exemple : fonctions elliptiques. Tout point du plan appartient à $\mathcal{E}$;

2° Ou *continu linéaire*. Exemple : e^z; pour σ réel, $\mathcal{E}$ se confond avec l'axe imaginaire;

3° Ou *parfait discontinu*. Certaines fonctions entières, vérifiant des équations fonctionnelles simples, sont dans ce cas. Par exemple, si l'on pose $P(z) = z\sigma + z^p$, la fonction entière $f(z)$ qui satisfait à l'équation

$$f(\sigma z) = P[f(z)]$$

aura (σ étant donné) un ensemble $\mathcal{E}$ partout discontinu *dès que p sera assez grand*.

III. Il est curieux que ce dernier exemple fournisse aisément des fonctions entières $f(z)$ pour lesquelles existe une couronne (C, Γ) entourant l'origine et telle que, dans les couronnes ($C\sigma^n$, $\Gamma\sigma^n$), $f(z)$ *tende uniformément vers l'infini*. Toutes ces couronnes ont même épaisseur relative finie que la couronne initiale (C, Γ).

Il peut se faire d'ailleurs que les courbes (C, Γ) limitant la couronne ne soient pas des cercles de centre O. On peut former des fonctions entières $f(z)$ ayant cette propriété et *d'ordre fini aussi élevé qu'on voudra*. C'est là une circonstance extrêmement remarquable si l'on songe que c'est seulement pour les fonctions d'ordre $< \frac{1}{2}$ que MM. Wiman et Lindelöf avaient montré l'existence d'une suite infinie de *cercles* entourant l'origine, sur lesquels $f(z)$ tend vers l'infini.

Les résultats précédents seront développés dans un Mémoire où l'on trouvera, en outre, des propriétés qui n'ont pu trouver place ici.

MÉCANIQUE. — *Sur la théorie analytique des turbines hydrauliques*. Note [1] de M. A. **Petot**, présentée par M. Appell.

On néglige d'ordinaire, dans la théorie analytique des turbines hydrauliques, les pertes de charge dues aux frottements et aux chocs; l'objet de cette Note est de montrer comment on pourrait en tenir compte, avec une approximation suffisante et sans trop de complications. Soient v, u, w les

---

[1] Séance du 17 mars 1919.

vitesses absolue, d'entraînement et relative à l'entrée de la roue; α l'angle de v avec u, et β celui de w avec le prolongement de u; v_1, u_1, w_1, α_1, β_1 les mêmes éléments à la sortie; r et r_1 les rayons moyens et m le rapport $\frac{r_1}{r}$, $k\frac{v^2}{2g}$ et $k'\frac{w_1^2}{2g}$ les pertes de charge à introduire. On trouve tout d'abord que le rendement hydraulique interne ρ, fonction de l'angle α_1 et du degré de réaction ε, peut être déterminé avec une approximation d'autant meilleure que l'expression

$$\lambda = \frac{m^2}{2\cos\alpha\sin^2(\alpha_1+\beta_1)}[\sin^2\beta_1 + k'\sin^2\alpha_1 - 2\sin\beta_1\cos\alpha_1\sin(\alpha_1+\beta_1)] \tag{1}$$

a une valeur absolue plus faible.

On a ensuite à chercher le maximum d'une fonction des deux variables α_1 et ε. Les valeurs optima de ces variables sont données par les formules

$$\operatorname{tang}\alpha_1 = \frac{\sin\beta_1\cos\beta_1}{k' + \sin^2\beta_1}, \tag{2}$$

$$1 - \varepsilon = \frac{m(1+k)}{2\cos\alpha}\sqrt{\frac{k' + \sin^2\beta_1}{k(1+k')}}. \tag{3}$$

L'angle α_1 ainsi obtenu est inférieur à $\frac{\pi}{2} - \beta_1$; il diffère donc assez nettement de ceux admis d'après Euler et Poncelet. Quant à la formule (3), comme elle doit donner pour ε une valeur positive, elle montre que les turbines à réaction sont caractérisées par l'inégalité

$$\frac{4k\cos^2\alpha}{m^2(1+k)^2} > \frac{k' + \sin^2\beta_1}{1+k'}. \tag{4}$$

Si cette inégalité est vérifiée, ce qui paraît être le cas général, on a pour le rendement maximum la valeur

$$\rho = 1 - \frac{2k(1-\varepsilon)}{1+k}, \tag{5}$$

qui met en évidence le rôle avantageux du fonctionnement avec réaction. Mais il faut noter que le degré de réaction ne peut pas être pris arbitrairement; il est fixé par l'équation (3) et varie avec le genre de turbine, en sorte que l'on a finalement

$$\rho = 1 - \frac{m}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{k(k' + \sin^2\beta_1)}{1+k'}}. \tag{6}$$

Si l'inégalité (4) devenait une égalité, on aurait une turbine limite, à degré de réaction nul, et l'on obtiendrait encore le rendement maximum; mais, si elle changeait de sens, on ne pourrait plus atteindre ce maximum du rendement qu'en faisant de la réaction négative; nous laisserons ce cas de côté.

La vitesse absolue v est ensuite donnée par la formule

$$v^2 = \frac{mgH}{\cos\alpha}\sqrt{\frac{k' + \sin^2\beta_1}{k(1+k')}}, \tag{7}$$

et la vitesse d'entraînement u par l'équation de régime

$$uv\cos\alpha = gH, \tag{8}$$

qui a encore la même forme que dans la théorie de Poncelet. De là, on passe aux autres éléments β, w, w_1 et v_1, dont on obtient les valeurs en considérant les triangles des vitesses à l'entrée et à la sortie de la roue.

Si l'on admet que les nombres k, k' et $\sin^2\beta_1$ sont sensiblement compris entre 0,1 et 0,2, ce qui est vraisemblable, l'expression λ, qui prend ici la valeur

$$\lambda' = -\frac{m^2(k' + \sin^3\beta_1)}{2(1+k')\cos\alpha}, \tag{9}$$

est aussi, au signe près, une quantité du même ordre de grandeur, un peu inférieure ou un peu supérieure aux précédentes, suivant que la turbine est centripète ou centrifuge; on est donc, d'après ce qui a été dit au début, dans de bonnes conditions pour obtenir une approximation pratiquement acceptable.

L'étude des variations de cette expression λ, considérée comme fonction de l'angle α_1, montre d'autre part que l'on arriverait, au besoin, à plus de précision dans les calculs, en prenant cet angle égal à $\frac{\pi}{2} - \beta_1$. Cela tient à ce que λ a alors la valeur

$$\lambda'' = \frac{m^2(k^2\cos^2\beta_1 - \sin^2\beta_1)}{2\cos\alpha}, \tag{10}$$

qui est très petite. Le rendement théorique maximum serait, il est vrai, un peu diminué, mais d'une façon minime.

Ces résultats peuvent être étendus, sous la même forme, aux turbines à tube de succion et aux turbines à libre déviation; ils ne sont que peu

modifiés quand on tient compte de la troisième perte de charge $k''\frac{w^2}{2g}$, considérée dans la méthode graphique de M. Rateau.

On a fait un grand nombre d'expériences sur les turbines, mais il serait difficile d'en déduire, avec quelque précision, les valeurs moyennes de k et de k' pour chaque genre de turbine, parce que les machines d'expérience ont été établies d'après les anciennes formules. Il semble donc qu'il y aurait intérêt a faire une nouvelle série d'essais avec des turbines construites d'après les considérations précédentes.

MÉCANIQUE. — *Sur la synthèse statique des constructions.* Note de M. **Charles Rabut**, présentée par M. L. Lecornu.

J'ai exposé ailleurs [1] la genèse de la *synthèse statique des constructions.* J'énonçais le problème en ces termes : « *Introduire dans un ouvrage en construction des réactions internes susceptibles de mesure exacte et déterminées* a priori *de manière à abaisser le plus possible la fatigue maxima des matériaux.* » Cette définition convient exactement aux cas traités par moi en 1904 et par M. Freyssinet en 1913, car on a alors réglé en position et intensité dans le premier cas une tension, dans le second une compression. Depuis, j'ai obtenu le résultat cherché sans introduction d'aucune force auxiliaire, en assignant à la courbe des pressions son point de passage dans deux sections au lieu d'une, sans agir directement sur l'intensité de la poussée. On obtient ainsi l'élimination des deux inconnues hyperstatiques, aussi bien qu'en assignant à une seule poussée sa position et son intensité. Il faut seulement, bien entendu, qu'on se ménage encore la libre disposition de deux paramètres arbitraires, soit les abscisses des deux *sections réglées*, soit les ordonnées des points de passage dans ces sections. Ces deux paramètres sont à déduire d'un calcul préalable exprimant que le *rendement* de la construction est optimum, c'est-à-dire que la fatigue maxima des matériaux, dans l'ensemble de l'ouvrage, est minima par rapport au prix qu'on veut y mettre, ou inversement que le prix est minimum par rapport à la fatigue permise. La légitimité évidente de cette seconde méthode conduit à l'admettre comme entrant dans l'essence même de la synthèse statique dont la définition doit être élargie en conséquence.

---

(1) *Revue générale des Sciences*, 30 avril 1918.

Dans le problème de minimum ci-dessus défini, on doit, en principe, considérer comme variables indépendantes, non seulement les deux paramètres dont la libre disposition élimine l'élément hyperstatique, mais toutes celles des dimensions de l'ouvrage qui ne lui sont pas imposées par sa destination même : ces dimensions, dont la disposition reste libre pour améliorer le rendement, je les appellerai *dimensions résistantes*.

D'après cela : « *La synthèse statique a pour objet d'assurer à une construction son meilleur rendement en disposant, non seulement de ses dimensions résistantes, mais aussi, moyennant l'introduction de disposifs spéciaux, temporaires ou permanents, de tout ou partie des paramètres vectoriels de la résultante des forces intérieures agissant sur une ou plusieurs sections de l'ouvrage.* »

Cette définition élargie laisse entier l'avantage de permettre le calcul exact des fatigues réelles par une simple application des règles de la Statique et du postulat de Navier, c'est-à-dire en résolvant des équations du premier degré, alors que dans une construction hyperstatique le calcul des fatigues par les règles correctes de la résistance des matériaux exigerait l'intégration généralement impraticable d'un système d'équations différentielles linéaires du quatrième ordre. La synthèse statique apparaît ainsi comme le troisième et dernier stade de l'évolution scientifique de l'art de bâtir : le premier stade étant la théorie de la Résistance des matériaux ou calcul préalable des fatigues d'après le postulat de Navier complété, en pratique, par d'autres hypothèses que l'expérience a gravement infirmées; le second stade étant l'Auscultation, ou mesure *a posteriori* des fatigues réelles. La synthèse statique est une *auscultation active*, génératrice des dimensions résistantes.

Pour fixer le point d'application de la poussée sur une section déterminée, je fais de cette section un *joint* et j'entends par là la surface de contact de deux parties de l'ouvrage, soit exécutées sur place, soit fabriquées d'avance. Pour obliger la poussée à passer par un certain point de cette surface, j'en fais un *point fort*, c'est-à-dire aux abords duquel la matière soit pratiquement incompressible dans la direction de la poussée (ou plus simplement suivant la direction normale au joint, si elle n'en diffère pas trop). Ce résultat s'obtient en fixant à chacune des deux parties que sépare le joint, une tige en acier (simple ou multiple) normale au joint en ce point même; la section de cette pièce est calculée pour résister à la poussée, sa longueur pour la transmettre aux parties qu'elle arme, aidée au besoin d'armatures secondaires appropriées. On peut, en même temps, interposer

entre ces parties une plaque plus compressible qu'elles, par exemple en fibro-ciment si elles sont en métal ou en béton. Ce dispositif peut être considéré comme une simplification du *joint flexible* de M. Mesnager, qui a lui-même remplacé avec avantage la *rotule* dont l'emploi dans tant d'ouvrages en France (mais surtout en Europe centrale) a eu pour effet certain d'augmenter beaucoup leur prix, en vue d'une réduction bien problématique de leur fatigue.

HYDRAULIQUE. — *Sur les coups de bélier dans les conduites de diamètre variable.* Note [1] de M. G. GUILLAUMIN, présentée par M. J. Boussinesq.

I. Considérons une conduite forcée de diamètre variable et soient : y le coup de bélier en mètres d'eau, σ la section, u le débit. En comptant les abscisses positivement de l'aval vers l'amont et les vitesses positivement de l'amont vers l'aval, les deux équations du problème s'écrivent, avec les hypothèses usuelles,

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} g\frac{dy}{dx} &= \frac{1}{\sigma}\frac{du}{dt}, \\ g\frac{dy}{dt} &= \frac{a^2}{\sigma}\frac{du}{dx}. \end{aligned}\right.$$

Nous proposant, pour l'instant, d'étudier seulement l'effet de la variation de diamètre, nous admettrons que la vitesse de propagation a est constante, ce qui revient à supposer la conduite d'égale résistance.

Admettons que la conduite soit tronconique et posons

$$r = r_0(1 + \mu x),$$

r désignant le rayon au point d'abscisse x, r_0 le rayon au distributeur, μ une quantité qui sera toujours très petite.

On trouve, comme solution générale du système (1),

$$(2)\qquad y = \frac{f'\left(t - \frac{x}{a}\right) - \varphi'\left(t + \frac{x}{a}\right)}{1 + \mu x},$$

$$(3)\qquad u = \text{const.} - \pi g r_0^2 \left\{ \mu \left[f\left(t - \frac{x}{a}\right) - \varphi\left(t + \frac{x}{a}\right) \right] + \frac{1 + \mu x}{a} \left[f'\left(t - \frac{x}{a}\right) + \varphi'\left(t + \frac{x}{a}\right) \right] \right\}.$$

---

[1] Séance du 17 mars 1919.

Si l'on tient compte des conditions initiales ($y = 0$, $u = u_0$ pour $t \leq 0$) et de la condition à la limite amont ($y = 0$ pour $x = l$), on obtient

$$(2') \qquad y = \frac{f'\left(t - \frac{x}{a}\right) - f'\left(t + \frac{x}{a} - \theta\right)}{1 + \mu x},$$

$$(3') \qquad u = u_0 - \pi g r_0^2 \left\{ \mu \left[f\left(t - \frac{x}{a}\right) - f\left(t + \frac{x}{a} - \theta\right) \right] + \frac{1 + \mu x}{a} \left[f'\left(t - \frac{x}{a}\right) + f'\left(t + \frac{x}{a} - \theta\right) \right] \right\},$$

égalités dans lesquelles on a posé $\theta = \frac{2l}{a}$.

Les déterminations successives, pour $t > 0$, de la fonction arbitraire f (identiquement nulle pour $t \leq 0$) sont à calculer, dans chaque cas particulier, en faisant intervenir la condition au distributeur.

II. Le débit et le coup de bélier résultent de deux ondes se propageant en sens contraire en se déformant. Le coup de bélier va diminuant pour l'onde qui se propage dans le sens des sections croissantes et inversement. Le coefficient de variation entre deux sections d'abscisses x_1 et x_2 est évidemment :

$$\frac{1 + \mu x_1}{1 + \mu x_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}}.$$

Ce résultat concorde avec celui établi par M. Eydoux en envisageant la transmission du coup de bélier dû à une fermeture brusque dans une conduite formée d'un grand nombre de tronçons à caractéristiques progressivement variables ([1]).

III. On peut se rendre compte d'un autre effet produit par la variation de diamètre en examinant le cas particulièrement simple d'une fermeture brusque du distributeur effectuée dans un temps ε inférieur à θ. Au temps ε, on a en effet, en désignant par v_0 la vitesse de régime initiale au distributeur :

$$\frac{a v_0}{g} = a \mu f(\varepsilon) + f'(\varepsilon).$$

On peut d'ailleurs poser

$$f(\varepsilon) = \delta \varepsilon f'(\varepsilon),$$

([1]) *Comptes rendus*, t. 163, 1916, p. 265. La Note de M. Eydoux contient une erreur de calcul dans le passage à la limite, mais le résultat n'en subsiste pas moins.

δ désignant un coefficient positif, inférieur à l'unité, dont la valeur exacte dépend de la loi de fermeture. D'où :

$$y = f'(\varepsilon) = \frac{av_0}{g(1 + a\mu\delta\varepsilon)}.$$

Le coup de bélier en fin de fermeture brusque dépend donc de la loi de fermeture du distributeur, contrairement au cas des conduites à section constante; il est renforcé quand la conduite est convergente vers l'amont ($\mu < 0$) et atténué dans le cas inverse. Si la fermeture brusque complète est faite dans un temps très petit, on retrouve pour le coup de bélier la valeur bien connue $\frac{av_0}{g}$.

IV. Si l'on envisage le cas d'une fermeture linéaire, déjà considéré par M. de Sparre, et si l'on suppose également le coup de bélier inférieur à la pression statique, la condition à la limite aval s'écrit :

$$(4) \qquad \frac{v_1}{v_0}\lambda(t)\left[1 + \frac{f'(t)}{2y_0}\right] = 1 - \frac{g}{v_0}\left[\mu f(t) + \frac{f'(t)}{a}\right],$$

avec

$$\lambda(t) = \lambda_0 - kt,$$

λ représentant toujours le rapport entre la surface ouverte actuelle du distributeur et la surface ouverte correspondante à la vitesse de régime maxima v_1.

On trouve aisément pour $0 < t < \frac{\lambda_0}{k}$:

$$y = \frac{av_0}{g}\,\frac{\left(1 - \frac{\beta}{\alpha}t\right)^{\frac{\mu}{\beta} - 1} - 1}{\rho_0\left(1 - \frac{\mu}{\beta}\right)},$$

pour $\frac{\lambda_0}{k} < t < \theta$:

$$y = \frac{av_0}{g}\,\frac{(1 + \rho_0)^{1 - \frac{\mu}{\beta}} - 1}{\rho_0\left(1 - \frac{\mu}{\beta}\right)}\,e^{a\mu\left(\frac{\lambda_0}{k} - t\right)},$$

avec

$$\rho_0 = \frac{av_0}{2gy_0}, \qquad \alpha = \frac{1 + \rho_0}{a}, \qquad \beta = \frac{k\rho_0}{a\lambda_0}.$$

Le coup de bélier en fin de fermeture, c'est-à-dire au temps $\frac{\lambda_0}{k}$, peut

s'écrire, sans erreur appréciable,

$$y = \frac{av_0}{g}\left\{1 - \frac{2\mu g y_0}{k v_1}\left[\frac{1+\rho_0}{\rho_0}L(1+\rho_0) - 1\right]\right\}.$$

PHYSIQUE. — *Sur la structure spectrale des rayons* J.
Note de MM. **R. Ledoux-Lebard** et **A. Dauvillier**, présentée par M. Villard.

Le professeur Barkla et miss White ([1]) ont récemment signalé l'existence d'une nouvelle série de rayons X caractéristiques, découverts par la méthode de l'absorption à partir des éléments les plus légers (C, O et Al) et se plaçant immédiatement au-dessus des rayons K dans l'échelle des fréquences.

Il était d'un grand intérêt théorique de chercher à déterminer leur structure spectrale, plus simple encore peut-être que celle de la série K. On sait que l'ensemble des trois groupes de la série L des éléments lourds comprend au moins 19 radiations monochromatiques et que la série K en contient quatre. On pouvait penser que la série J se réduirait peut être à une seule qui aurait constitué alors le spectre ultime de l'atome.

Le seul élément à la fois de plus petit nombre atomique (N = 5) et de propriétés physiques telles qu'il puisse être utilisé comme anticathode est le *bore*. De plus l'extrapolation des résultats de Barkla montre que ses rayons J(λ = 0,42 U.A.) doivent tomber dans la bande d'absorption de l'argent et que, par conséquent, l'étude, par la méthode photographique, de son spectre de raies est particulièrement indiquée.

Un fragment de bore pur fondu fut disposé dans un tube à afflux cathodique relié à une pompe avec interposition d'un réfrigérant (— 85° C.) pour condenser la vapeur de mercure. Par suite de la faible conductibilité thermique de cet élément, le point d'impact des rayons cathodiques était porté à une température voisine de celle de fusion (2300° C.), ce qui limitait la puissance dépensée dans l'ampoule à une cinquantaine de watts.

Les rayons étaient observés à travers une fenêtre en mica de $0^{mm},01$ d'épaisseur environ et sous un très petit angle à partir de la surface bombardée, de façon à réaliser une source linéaire d'éclat maximum. Ils traversaient ensuite le collimateur du spectrographe dont les fentes étaient assez larges pour permettre l'irradiation de

---

([1]) *Phil. Mag.*, t. 34, octobre 1917, p. 277.

toute la face cristalline. Un cristal de calcite et deux de sel gemme furent superposés de telle sorte que les faces de clivage considérées p se trouvaient dans un même plan passant par l'axe de rotation. La vitesse de rotation ne fut que de 45′ à l'heure à cause de la très faible émissivité du bore. La plaque photographique fut disposée assez loin du cristal afin de réaliser une mise au point parfaite, la source vraie étant un point situé entre l'anticathode et le collimateur. Cette condition apparut importante et il fut ainsi possible d'obtenir, dans certains cas, des raies nettes et extrêmement fines.

Les spectres furent effectués sous la tension maximum de 60 kilovolts environ. Les cristaux de sel gemme donnèrent seuls des réflexions appréciables. Les spectres continus étaient très réguliers, les discontinuités K du brome et de l'argent de la plaque très nettes et la plus courte longueur d'onde était émise conformément à la relation du quantum. Dans un cas où le bore était partiellement enchâssé dans une masse d'étain refroidie par un courant d'eau et où une très faible partie des rayons cathodiques pouvait rencontrer l'étain, on observa les quatre raies de ce métal. Pour éviter cette cause d'erreur, le fragment de bore fut ensuite maintenu dans une pince faite de deux fils de molybdène et le faisceau cathodique, parfaitement fixe, creusa un cratère au centre du fragment. Le doublet K_α du molybdène n'était alors qu'à peine visible. Les spectres continus (faces p et a_1) observés ici étaient uniquement dus au bore, mais aucune raie de longueur d'onde voisine de $\lambda = 0,43$ U.A. ni même contenue dans l'intervalle $1,0 < \lambda < 0,2$ U.A. ne put être décelée bien que les régions continues fussent d'une intensité notable, fait remarquable pour un élément de poids atomique inférieur à ceux des gaz de l'air. Si donc les rayons J du bore sont émis avec une intensité appréciable, par rapport au spectre continu, ils constituent une raie unique qui coïncide avec la discontinuité K de l'argent.

Nous pensons plutôt que les atomes n'ont, pour les rayons J, qu'une émissivité extrêmement faible et hors de proportion avec l'émissivité K. Nous avons, en effet, observé, au spectromètre de Bragg et par la méthode d'absorption, la discontinuité J de l'aluminium. Elle est très faible et ne dépasse pas 3 pour 100 de l'intensité du rayonnement voisin, même avec une fente collimatrice excessivement fine (largeur angulaire : 2′), un filtre d'aluminium épais (3^{mm}) et une absorption élevée réalisée dans la chambre d'ionisation par du bromure de méthyle. Nous avons observé cette discontinuité J_{Al} pour la longueur d'onde $\lambda = 0,361 \pm 0,001$ U. A. (en prenant $\lambda_K^{Ag} = 0,488$ U. A.), en accord avec la valeur $\lambda = 0,37$ U. A. obtenue par Barkla avec d'autres méthodes.

CHIMIE MINÉRALE. — *Méthode de traitement du béryl pour en extraire la glucine.* Note de M. H. COPAUX, présentée par M. A. Haller.

Le béryl, sous sa variété opaque et pierreuse, est un minéral assez répandu, qu'on trouve, en particulier, dans le Limousin, comme sous-produit de l'exploitation du feldspath, et à Madagascar, comme résidu du triage de belles variétés multicolores et précieuses, connues sous les noms de *béryls d'or*, d'*aiguemarines*, etc.

Ce béryl pierreux, qui est, en pratique, le seul minerai de la glucine, possède, en général, une composition très voisine de celle qui répond à la formule $Al^2O^3.6SiO^2.3GlO$, soit 67 pour 100 de silice, 19 pour 100 d'alumine et 14 pour 100 de glucine. Il est très réfractaire à l'action des acides, mais sensible à l'action des alcalis caustiques, qui, dès la température de 400° environ, le transforment en un silico-aluminate de glucine et d'alcali, que les acides attaquent ensuite aisément.

C'est là un mode de désagrégation commode, connu d'ailleurs depuis Vauquelin, mais dont l'inconvénient réside dans l'élimination ultérieure des $\frac{67}{100}$ de silice du minerai, qu'on retrouve à l'état gélatineux.

Après avoir essayé ce procédé, et d'autres encore, au cours de l'année 1913, je n'en ai pas été satisfait, et je me suis alors proposé d'établir une méthode de traitement du béryl, qui permette d'extraire plus commodément la glucine, et qui facilite l'utilisation de cette matière, assez peu connue, en somme, bien qu'elle ne soit en aucune façon un oxyde rare.

La méthode à laquelle je me suis arrêté consiste essentiellement à désagréger le béryl par le fluosilicate de sodium, à une température de 850° environ.

Le fluosilicate de sodium, SiF^6Na^2, est une poudre cristalline blanche, que la chaleur décompose à partir de 750°, en fluorure de sodium, sel fusible à 980°, et en fluorure de silicium, gaz très actif, qui réagit sur les oxydes du béryl de la manière suivante :

La silice reste inattaquée.

La glucine, par double échange avec le fluorure de silicium, donne de la silice, et du fluorure de glucinium GlF^2, qui se fixe sur le fluorure de sodium à l'état de fluoglucinate de sodium, GlF^4Na^2, sel soluble dans l'eau, à raison de 28g par litre à 100° :

$$2GlO + SiF^4 = SiO^2 + 2GlF^2,$$
$$2GlF^2 + 4NaF = 2GlF^4Na^2.$$

L'alumine, par une réaction analogue, se transforme en fluo-aluminate de sodium, AlF^6Na^3, cryolite artificielle à peine soluble dans l'eau, ou, plus exactement, qui n'éprouve au contact de l'eau bouillante qu'une faible décomposition hydrolytique [1]. Ainsi, en reprenant le produit de la réaction par l'eau bouillante, on rassemblera toute la glucine en solution, laissant à l'état d'un sable facile à filtrer toute la silice, celle du minerai comme celle qui vient de la réaction.

En pratique, on mêle 1 partie de béryl en poudre avec 2 parties de fluosilicate de soude, et l'on chauffe en creuset à 850°.

La masse frittée, remise en poudre sans difficulté, est épuisée à trois reprises par l'eau bouillante, et le fluoglucinate de sodium passe dans le liquide filtré, avec un peu d'alumine et de silice, dissoutes à la faveur de l'excès de fluorure de sodium, mais en proportions telles que si on les rapporte aux 14 parties de glucine du minerai, il ne reste guère plus de 1 partie d'alumine et 1 à 2 parties de silice, au lieu de 19 et de 67, primitivement contenues.

Pour achever la purification, on traite la solution aqueuse par un petit excès de soude caustique bouillante, qui précipite à la fois glucine, alumine et silice, entraînant du fluor; on redissout le précipité dans l'acide sulfurique, on concentre fortement pour expulser le fluor, et l'on fait cristalliser enfin la glucine à l'état de sulfate, forme de purification très efficace, en ce que le sulfate de glucinium, $GlSO^4 + 4H^2O$, n'est isomorphe, ni avec le sulfate d'alumine, ni avec le sulfate ferrique, qui est aussi présent en petite quantité.

Une fois en possession du sulfate de glucinium, on peut le transformer à volonté en d'autres dérivés de la glucine, s'il en est besoin.

Il est à noter que cette réaction du fluorure de silicium est l'inverse de celle qu'ont appliquée Fremy et Verneuil dans leur première synthèse minéralogique du rubis, et qui consistait à faire réagir le fluorure d'aluminium sur de la silice, pour former du fluorure de silicium gazeux et de l'alumine cristallisée; c'est donc une réaction réversible. Mais dans le cas présent, le fluorure de sodium, produit par la décomposition du fluosilicate, déplace entièrement l'équilibre, en fixant les fluorures de glucinium et d'aluminium à l'état de fluosels alcalins, très stables.

Finalement, on recueille environ les neuf dixièmes de la glucine du minerai, le reste échappant au traitement, soit parce que la soude ne précipite pas intégralement la glucine dans les eaux d'épuisement fluorées, soit

---

(1) Différence de solubilité déjà signalée par Pollack (*Trans. Roy. Soc. Dublin*, 1904, p. 139).

parce qu'il est assez difficile de faire réagir totalement des corps pulvérulents.

Cependant, si l'on se limite aux petites quantités de matière employées en analyse, on peut, en forçant la dose initiale de fluosilicate, extraire à peu près complètement la glucine du minerai et fonder sur cette réaction un procédé de dosage du béryl, dont voici le mode opératoire.

Dosage de la glucine dans le béryl. — On mélange 5g de béryl finement pulvérisé avec 20g de fluosilicate de soude, on introduit la poudre enveloppée de papier dans un petit creuset de terre ou de graphite, et l'on chauffe à 850° environ, pendant 30 à 40 minutes. Après refroidissement, la masse est pulvérisée, épuisée à trois reprises par l'eau bouillante, et les liquides aqueux, filtrés et réunis, sont portés au volume de 1 litre. On en prélève 300cm³ qu'on évapore dans une capsule de platine avec un excès d'acide sulfurique jusqu'à fumées blanches, pour chasser l'acide fluorhydrique.

On reprend par l'eau et l'on précipite par l'ammoniaque.

Si le précipité contient du fer en quantité notable, on le dissout dans l'acide acétique, on enlève le fer par le nitroso-B-naphtol, et les eaux filtrées sont reprécipitées par l'ammoniaque à l'ébullition, soutenue pendant plusieurs minutes. Dans ces conditions, le fer est éliminé complètement, et sans entraînement de glucine. Le nouveau précipité, formé de glucine, d'un peu d'alumine, et d'un reste de silice, est lavé, calciné et pesé, traité ensuite par quelques gouttes d'acides fluorhydrique et sulfurique, qu'on évapore dans le creuset de platine, pour chasser le reste de silice.

L'alumine est enlevée par fusion du résidu avec trois fois son poids de carbonate de soude, puis dissolution dans l'eau de l'aluminate de soude, suivant le procédé de MM. Wunder et Wenger (1), et la glucine, qui reste pour résidu est enfin pesée.

Ce procédé, plus rapide que les méthodes ordinairement proposées, est exact à une demi-unité près, par défaut, de la teneur en glucine du minerai.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Réactif et méthode de dosage de l'ozone.* Note (2) de M. **Louis Benoist**, présentée par M. A. Haller.

Cherchant un réactif de l'ozone beaucoup plus sensible que les réactifs employés jusqu'ici, j'ai songé à essayer une substance fluorescente, le phénomène de la fluorescence se prêtant à une observation optique d'une grande sensibilité; j'ai trouvé que la fluorescéine résout très heureusement la question.

Si, dans un flacon d'oxygène faiblement ozonisé, on introduit quelques centimètres cubes d'une solution très diluée de fluorescéine (par exemple

(1) Wunder et Wenger, *Zeits. analyt. Ch.*, t. 51, 1912, p. 470.

(2) Séance du 17 mars 1919.

au titre 10^{-6}) on constate, après agitation de quelques secondes, la disparition absolument intégrale de la fluorescence, avec complète décoloration du réactif; pour une solution plus concentrée (par exemple à 10^{-3}) la couleur ne disparaît pas entièrement; elle est seulement très affaiblie, passant au jaune clair; mais la fluorescence est encore intégralement détruite. L'oxygène pur, non ozonisé, ne produit aucune action.

Par conséquent, si l'on prend comme caractère essentiel, très sensible et très facile à saisir avec le dispositif indiqué plus loin, le phénomène de la disparition totale de la fluorescence, une solution diluée et titrée de fluorescéine est éminemment apte à déceler l'ozone.

On doit toutefois se demander si la présence de certains gaz capables d'agir sur la florescéine ne peut être une cause d'erreur : comme vapeurs nitreuses, chlore, gaz carbonique.

Or on sait déjà que la fluorescéine n'est pas attaquée, même à chaud, par les oxydants faibles, comme l'acide nitrique dilué, ou le ferricyanure de potassium. J'ai constaté, par la méthode et le dispositif optique indiqués plus loin, qu'une solution très diluée d'acide nitrique fumant (donc mélangée d'acide nitreux) n'a absolument aucune action sur la fluorescéine, même à poids égal; il faut arriver à mettre en présence cent fois plus d'acide que de fluorescéine, pour qu'une diminution notable de fluorescence commence à se produire; et ce n'est que pour un poids d'acide 10^5 fois plus grand que la fluorescéine est complètement détruite. Par conséquent, les traces de vapeurs nitreuses contenues dans l'air atmosphérique ne sauraient produire aucun effet appréciable sur le nouveau réactif.

On sait, par contre, que le chlore décompose aisément la fluorescéine; mais de notables quantités de ce gaz dans l'air sont aisées à reconnaître et à éliminer; quant à de faibles traces, elles seront sans action; en effet, si l'on mélange une eau de chlore étendue à 10^{-3} et une solution de fluorescéine à 10^{-6}, on n'observe aucune diminution sensible de fluorescence, bien que le poids du chlore soit alors trois fois plus grand, au moins, que celui de la fluorescéine en présence.

L'acide carbonique concentré (gaz pur, ou eau de Seltz) détruit la fluorescence d'une solution diluée de fluorescéine; mais l'eau de Seltz, étendue au centième, ne produit déjà plus d'effet appréciable sur une solution à 10^{-6}, bien que le poids de CO^2 soit alors vingt à trente fois supérieur à celui de la fluorescéine. Il est d'ailleurs facile d'éliminer l'acide carbonique préalablement au dosage de l'ozone dans l'air.

Pour établir une méthode précise de dosage de l'ozone par la fluorescéine, il restait à déterminer le rapport en poids suivant lequel a lieu la réaction.

Après avoir rempli d'oxygène ozonisé [produit dans des conditions

maintenues bien constantes comme régime électrique [1] et vitesse de passage] une série de flacons à l'émeri, de volumes exactement connus, j'ai dosé concurremment l'ozone, dans les uns (pris de deux en deux dans la série) par l'iodure de potassium amylacé et l'hyposulfite de soude, et, dans les autres, par une solution titrée de fluorescéine ajoutée par doses successives jusqu'à ce que, après agitation prolongée, la fluorescence cessât de disparaître, l'observation étant faite à l'appareil fluorométrique indiqué plus loin. Il était tenu compte, bien entendu, des volumes gazeux déplacés par l'introduction des réactifs.

D'après plusieurs séries d'expériences, la réaction paraît bien avoir lieu entre deux molécules d'ozone et une molécule de fluorescéine, suivant le rapport en poids $\frac{96}{332} = 0,29$. Le plus petit poids d'ozone dosable par cette méthode sera donc sensiblement le tiers du plus petit poids de fluorescéine dont on pourra avec certitude constater la fluorescence.

Or le dispositif simple que voici m'a permis d'obtenir de la méthode son maximum de rendement, avec une grande facilité d'emploi.

Une lampe Nernst (ou toute autre donnant aussi une lumière très blanche et très intense) est enfermée dans une boîte entièrement noircie dont la paroi supérieure porte deux ouvertures presque contiguës, supportant deux tubes à essai en verre bien incolore : l'un reçoit la dissolution de fluorescéine à examiner; l'autre, servant de tube témoin, contient un volume égal d'eau distillée. L'obscurité extérieure étant faite, on observe dans chaque colonne liquide la caustique par réfraction due au dioptre convergent formé par le fond du liquide; c'est sur cette caustique que se manifeste la fluorescence, par opposition avec le tube témoin, dans des conditions de sensibilité extrême.

C'est ainsi qu'une solution de fluorescéine à 10^{-9}, c'est-à-dire au milliardième, présente encore une fluorescence nettement observable; il ne serait probablement pas impossible d'aller encore plus loin en augmentant l'intensité et la concentration de la lumière.

Or, à ce degré, 3^{cm^3} de fluorescéine à 10^{-9} perdant leur fluorescence sous l'action de 10^{-9} gramme d'ozone, on voit que la méthode peut déceler et doser jusqu'à un millionième de milligramme d'ozone, alors que les méthodes déjà connues ne vont guère qu'au millième de milligramme. J'ai vérifié directement que l'extinction de la fluorescence se manifestait encore très nettement pour des traces d'ozone ne bleuissant plus l'iodure de potassium amylacé.

---

[1] Emploi avantageux des courants de haute fréquence.

Le dispositif précédent se prête à de véritables dosages par voie photométrique, en constatant, par comparaison avec une série de tubes témoins contenant des solutions de fluorescéine méthodiquement graduées, l'abaissement de titre éprouvé par une solution donnée, employée comme réactif sous un volume donné; on en déduit le poids de fluorescéine détruite.

Il n'est pas inutile de faire remarquer que la présente méthode, outre son extrême sensibilité, offre aussi comme avantage l'emploi d'un seul réactif.

Quant au produit de la réaction, voici dès maintenant quelques observations faites : la chaleur paraît le détruire assez facilement, sans reformer d'ailleurs la fluorescéine primitive; l'addition d'ammoniaque ne rétablit pas la fluorescence; le poids final, après dessiccation, est à peine un peu inférieur au poids primitif. Ce corps, sans être d'ailleurs explosif, présente peut-être quelque rapport avec les ozonides.

GÉOPHYSIQUE. — *Un point de vue nouveau sur la métallogenèse.* Note de M. **Adrien Guébhard**, présentée par M. H. Douvillé.

Malgré le fait, trop souvent constaté, de l'arrêt de certains gisements minéraux en profondeur, malgré la rareté des minerais proprement dits au milieu des laves, la provenance magmatique des métaux est demeurée comme un article de foi auquel devait être subordonnée l'explication de faits souvent contradictoires. Alors, c'était au rôle de l'eau qu'on recourait, intermédiaire complaisant, pour justifier de seconde main certaines apparences d'évidente infiltration *per descensum* plutôt que *per ascensum* et de dépôt stalagmitoïde plutôt que de sublimation.

Or un instant de réflexion suffit à faire comprendre que l'origine nucléaire ne saurait être, pour les métaux, qu'une exception. Quelles qu'aient été, en effet, les conditions physiques ou chimiques dans lesquelles s'est primitivement entourée d'une croûte, la fonte originelle de notre globe, il est certain que cette coque, aussitôt close, a fait cloison entre toutes les substances, qui, précédemment liquéfiées, avaient déjà rejoint la masse pyrosphérique et toutes celles que leur volatilité maintint en suspension dans l'atmosphère, encore en gestation de tous les éléments de la future lithosphère.

Si l'on connaissait exactement la température de ce moment important de la géogenèse et qu'on possédât une échelle des points critiques de toutes les substances constitutives de notre globe, on pourrait, d'un trait de plume,

diviser cette liste en deux, comprenant d'un côté toutes les substances qui, définitivement emprisonnées dans le magma, ne peuvent plus nous être connues que par des rejets volcaniques, et celles, au contraire, qui, longtemps restées à l'état de vapeurs, ne se sont que peu à peu liquéfiées, puis solidifiées, pour édifier au-dessus de la protosphère l'actuelle lithosphère.

Malheureusement les données sur les points critiques des composés inorganiques, surtout métalliques, sont des plus rares et tout ce que nous pouvons préjuger de la température même de l'occlusion de la croûte, c'est qu'elle dut être amplement supérieure à 1850°, température où, à la pression ordinaire, se forment les scories des hauts fourneaux. Mais ce qui est bien certain, c'est qu'entre cette température et celle de 365° où put apparaître l'eau, durent subsister à l'état de vapeurs, en combinaisons variées, des composés relativement légers d'à peu près tous les métaux, même les plus lourds. Ne voit-on pas, dans nos laboratoires, le peroxyde d'osmium bouillir à la même température que l'eau? Qu'était-ce, aux températures de l'époque, malgré des pressions dépassant l'actuelle, au début, d'un poids total qu'on peut estimer égal, défalcation faite seulement de la partie éruptive, à celui de toute notre présente lithosphère, eau comprise?

Il faut bien se rendre compte, en effet, qu'en dehors des épanchements volcaniques, c'est de l'atmosphère seule qu'ont pu provenir tous les éléments de la portion de croûte superposée au premier plancher siliceux de la protosphère. C'est du ciel que sont tombés, vers 800°, sous forme de déluge alcalin, comme l'a depuis longtemps signalé M. H. Douvillé [1], les masses brûlantes qui, ravinant le plancher primitif en même temps que les crêtes volcaniques, rassemblèrent dans les chenaux géosynclinaux les éléments presque anhydres des futures roches cristallophylliennes [2].

Entre temps, et au milieu des tourbillonnements dont M. E. Belot croit avoir découvert la loi [3], durent se produire, au gré de réactions chimiques où pouvaient se contre-balancer les excès de la pression et de la chaleur, des averses plus ou moins localisées de substances métalliques, pluies lourdes, pluies de feu, s'infiltrant par le double effet de la capillarité et de la

---

(1) H. Douvillé, *Les premières époques géologiques* (*Comptes rendus*, t. 159, 1914, p. 221).

(2) Voir ma Note : *A propos de l'écorce sédimentaire* (*Comptes rendus*, t. 166, 1918, p. 694).

(3) E. Belot, *L'origine des formes de la Terre et des Planètes*, in-8°, 1918, 214 pages, 46 figures, 3 planches.

pesanteur, dans les moindres fissures du plancher incandescent, pour y produire ces *veines* dont les études de M. S. Taber ont établi la genèse à chaud et sous pression (1). Retrouvaient-elles en profondeur une température supérieure à celle où elles venaient de se condenser? Elles pouvaient, en redistillant, donner en hauteur des produits de sublimation, d'origine tout autre que magmatique.

L'eau, pendant très longtemps, même à l'état de vapeur, demeure totalement étrangère à ces premiers phénomènes de la métallogénèse ; et, lorsqu'elle intervient après 365°, sous forme liquide, ce fut seulement pour remanier, comme solvant universel, tous les dépôts faits sans elle, tout en opérant dans l'atmosphère, encore incomplètement dégorgée, le déblayage final des derniers composés volatils, parmi lesquels il serait intéressant de savoir si ne figurèrent pas longtemps, à côté d'acides très actifs, quelques sels de fer (2).

En tout cas, on le voit, la thèse de l'origine endogène des gîtes métalliques doit être fortement amendée. Entretenue surtout par la persistante confusion des roches granitoïdes avec les roches éruptives (3), elle n'a dû qu'à la formule magique des « émanations minéralisatrices » de pouvoir survivre à la démonstration faite du caractère sédimentaire des masses cristallophylliennes (4). Qu'à ce mythe infernal soit substituée la réalité logique des cataractes célestes, et ce sera sans aucune difficulté que l'on comprendra, parmi tant d'autres singularités inexpliquées, comment ont pu venir à nous certains métaux lourds qui, à l'état libre, eussent dû être depuis longtemps, précipités au plus profond des arcanes barysphériques.

---

(1) Stephen Taber, *The Mechanics of Vein Formation* (*Trans. Am. Inst. of Mining Engineers*, Colorado Meeting, septembre 1918, p. 1189-1222).

(2) Sans préjudice, pour celui-ci, des provenances magmatiques. En faisant fondre du basalte dans un creuset de graphite, A. Fleischer [*Untersuchungen zum Beweise der Ausdehnung des Basalts beim langsamen Erstarren* (*Zeitschr. d. d. geol. Ges., Berlin*, 1907, p. 122-131, voir p. 127)] a obtenu un culot lenticulaire de très bon acier.

(3) Voir ma Note : *Sur une manière nouvelle de comprendre le volcanisme et les apparences pseudo-éruptives du granite* (*Comptes rendus*, t. 165, 1917, p. 150).

(4) Sédimentation, sans doute, fort différente de celle qu'envisagent seuls les ouvrages classiques. Sédimentation *anhydre*, de pluies de feu, de ruisseaux de fonte, sur un plancher incandescent; mais sédimentation autrement importante, comme effets, comme masse et comme durée (voir ma Note précitée sur l'*Ecorce sédimentaire*), que celle des formations hydriques dont l'actualité a seule accaparé toute l'attention des observations superficielles.

GÉOLOGIE. — *Le groupe volcanique Banne d'Ordanche, Puy-Loup, Puy-Gros, du massif des Monts-Dore. Une fracture volcanique et hydrothermale remarquable.* Note de M. **Ph. Glangeaud**, présentée par M. Pierre Termier.

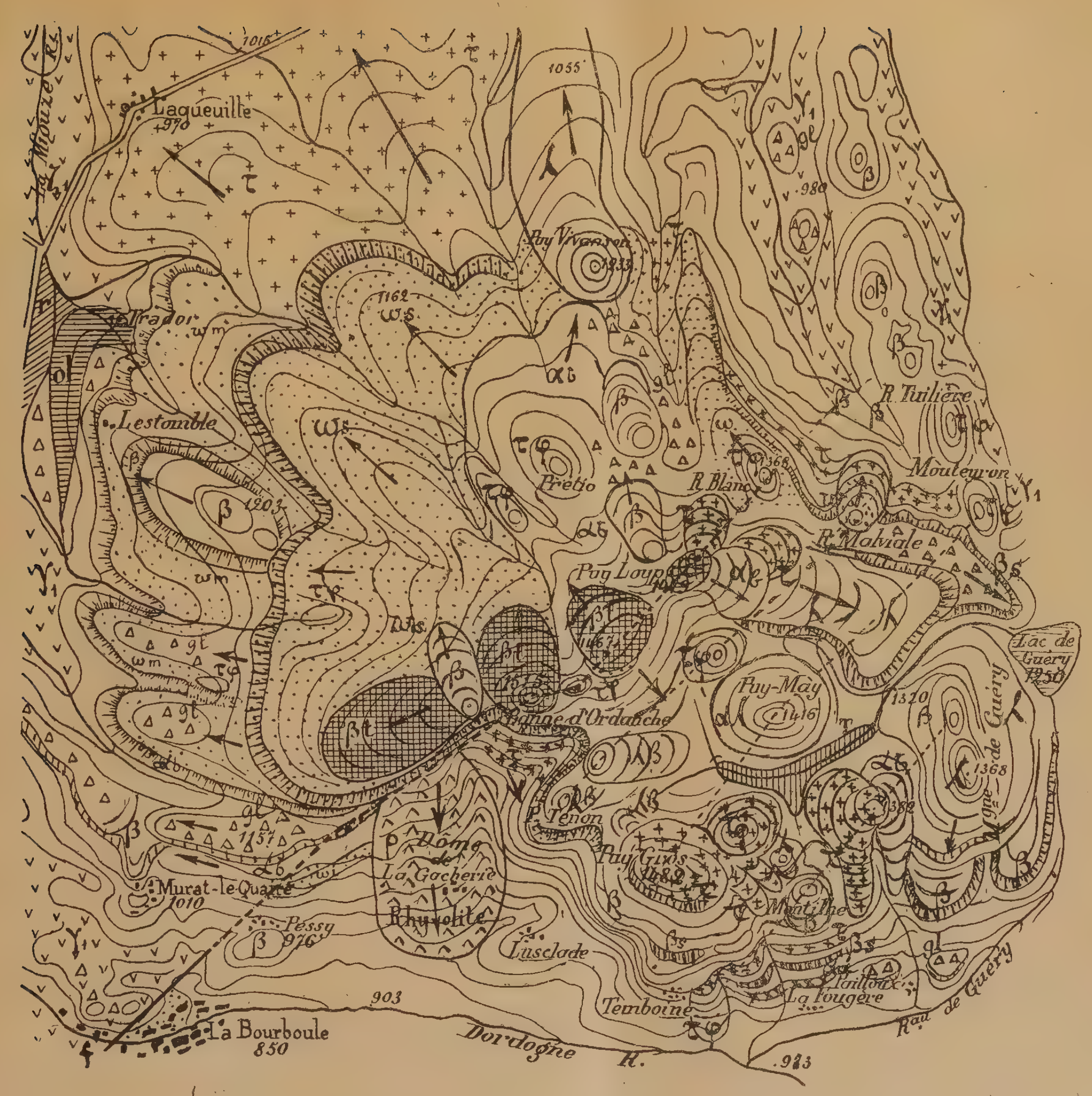
Le deuxième centre principal du massif volcanique des Monts-Dore n'est pas un volcan régulier à symétrie radiale, comme le volcan du Sancy, car il offre une architecture différente et un tout autre groupement de ses volcans secondaires. Si le point culminant, la Banne d'Ordanche (alt. 1515^{m}) représente, de même que le Sancy, le culot cratérique (ici basaltique) d'un grand volcan secondaire; ce dernier est situé en alignement, avec huit autres volcans, sur une fracture éruptive, de direction NE et chacun de ces volcans *a déversé ses laves de part et d'autre de cette fracture remarquable* qui se prolonge au SO par la *faille hydrothermale* de La Bourboule, donnant issue, en plein granite, aux sources arsenicales de cette localité. La topographie souligne cette disposition linéaire des centres éruptifs, qui forment dans ce massif volcanique une *crête continue et irrégulière*, dont la Banne d'Ordanche, le Puy-Long (1467^{m}), le Puy-Loup (1479^{m}) et le Roc-Blanc (1368^{m}) constituent les principaux sommets. Cette disposition est liée à une dislocation importante du substratum ([1]).

Sur un second alignement parallèle, se montrent les puys Tenon (1393^{m}) et Lourdinette, le Piton (1370^{m}) et la Roche-Malvialle (1371^{m}). Un troisième, de même direction, est jalonné par le centre du Puy-Gros (1482^{m}), les puys May (1416^{m}) et Mouteyron, tandis que le quatrième comprend le dôme de Temboine, le puy de la Montilhe, et les volcans 1382^{m} et 1360^{m}.

Le groupement en quatre lignes parallèles, de direction NE de presque tous les volcans secondaires (une vingtaine) constituant la partie haute du massif précité, n'est pas fortuit. Il est en relation avec la faille de La Bourboule et très vraisemblablement avec des dislocations parallèles qui sont celles de toutes les fractures post-hercyniennes de ce territoire.

Cette *région élevée*, qui correspond à la *partie la plus affaissée* du soubassement, est caractérisée par son bossellement et ses pics (dômes et culots cratériques) et elle *est excentrique* par rapport à la région basse, en direction de la vallée de la Miouse, dans laquelle se sont étalées des coulées épaisses de trachyte, d'ordanchite et d'andésite à olivine formant une palmure

([1]) *Comptes rendus*, t. 164, 1917, p. 824.



Carte d'une partie du groupe volcanique Banne d'Ordanche, Puy-Loup, Puy-Gros.

γ, ζ granite et Archéen; *r* Permien; *ol* Oligocène; ρ rhyolite; τ, τq, $\tau\alpha$, $\tau\varphi$ trachyte, trachyte quartzifère, trachy-andésite, trachyte phonolite; αa, αb andésite basaltoïde à hornblende, andésite à olivine; ω_i, ω_m, ω_s ordanchite inférieure, moyenne, supérieure (3 séries); $\alpha\lambda$ andési-labradorite; λ labradorite; $\lambda\beta$ labradorite-basalte; β basalte; β_t basalte téphritique ophitique; β_s basalte téphritique non ophitique; *gl* moraines glaciaires; T tourbières; *f* failles.

typique. Elle contraste également avec celle-ci en raison de son voisinage avec les volcans du Sancy et de l'Aiguiller qui ont gêné, de leur côté, l'écoulement des laves.

Un point apparaît d'abord clairement sur une carte géologique : c'est le *dôme-coulée rhyolitique* de la Gâcherie, datant presque du début des éruptions des Monts-Dore, enfoui ensuite sous les dernières projections et coulées de la Banne d'Ordanche, puis exhumé, en partie, postérieurement, par l'érosion.

La *Banne d'Ordanche* a émis la série suivante, visible : 1, trachyte à biotite; 2, trachy-andésite; 3, andésite à olivine; 4 et 5, ordanchite (deux séries de coulées); 6, basalte téphritique ophitique, et 7, basalte à titanomagnétite.

Le *Puy-Loup* a fourni sur 500^m de haut la succession suivante de coulées, alternant avec des projections : 1° basalte reposant sur le granite; 2° trachyte à biotite; 3° trachy-andésite; 4° ordanchite; 5° trachyte et trachy-andésite à augite (2 coulées); 6° labradorite; 7° andésite à olivine, et 8° basalte téphritique. La grande coulée de trachy-andésite (3°) de Laqueuille est issue vraisemblablement du *Puy-Loup*.

Les éruptions du *Puy-Gros*, assez différentes (andésite, basalte téphritique non ophitique, trachyte et basalte) ne furent pas terminées par l'édification du dôme de trachyte à biotite et augite qui couronne cette colline et qui, moutonné au Nord, entaillé au Sud, forme une pittoresque colonne de prismes, culminant la Dordogne de près de 500^m. Elles se poursuivirent en effet sur les flancs de ce dôme par l'ouverture de fractures qui donnèrent issue au Nord-Ouest et à l'Est à des basaltes, des trachytes et à des trachytes quartzifères, tandis que plus à l'Est se dressait le Puy-May (andési-labradorite) et le volcan 1382^m, qui a fourni à l'Ouest une coulée de trachyte domitique et à l'Est une coulée d'andésite à olivine. Le volcan 1382^m est flanqué de la colline 1320^m-1348^m bordant le lac et le ruisseau de Guéry, où l'on observe des labradorites, des basaltes et des basanites.

La série éruptive du groupe volcanique Banne d'Ordanche, Puy-Gros, Puy-Loup est très variée, mais présente une répartition qui est *presque l'inverse de celle du Sancy*, où dominent les *trachytes*, *trachy-andésites* et *andésites variées*, tandis que ces laves offrent ici un développement relativement restreint comparativement aux *rhyolites*, *labradorites*, *basaltes téphritiques* et *ordanchites*, étudiés en partie par Michel Lévy et M. Lacroix et riches en minéraux titanifères (titanaugite, titanomagnétite). Les *basaltes* et les *trachytes-phonolites* sont sensiblement à égalité dans les deux groupes

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur les actions mutuelles des basses pressions et des hautes pressions.* Note de MM. **G. Reboul** et **L. Dunoyer**.

I. Nous avons indiqué dans quelles conditions (¹) la route suivie par une dépression pouvait être modifiée sous l'action de zones de vents dus à des perturbations météorologiques coexistantes.

Il existe une action analogue pour les hautes pressions; la règle correspondante peut s'exprimer ainsi : *Lorsqu'il y a, dans le voisinage d'une haute pression, une zone de vents dont les directions, sensiblement parallèles, vont vers l'intérieur de la haute pression, celle-ci est appelée sur la région que couvre la zone de vents.*

Nous faisons, pour l'application de cette règle, les mêmes restrictions que nous avons faites pour celle des vents d'appel pour dépressions. Malgré ces restrictions, les conditions météorologiques dans lesquelles peut être appliquée la règle telle que nous l'énonçons sont assez fréquentes : dans le courant de l'année 1904, sur la collection de cartes publiées par le Bureau central météorologique, l'application de la règle aurait pu être faite dans 246 cas; elle aurait conduit à de bons résultats dans 168 cas, ce qui donne un *coefficient de certitude* moyen de 0,68.

Ce coefficient dépend des saisons. Voici les valeurs pour les divers mois de l'année 1904 :

Mois.	Coefficient de certitude.
Janvier	0,46
Février	0,65
Mars	0,60
Avril	0,72
Mai	0,75
Juin	0,66
Juillet	0,85
Août	0,70
Septembre	0,76
Octobre	0,80
Novembre	0,50
Décembre	0,50
Été	0,74
Hiver	0,58

(¹) *Comptes rendus*, t. 168, 1919, p. 457.

A l'inverse de ce que nous avons dit pour les dépressions, l'application de la règle des *vents d'appel* pour les hautes pressions sera plus avantageuse pendant les mois d'été que pendant les mois d'hiver. Le *coefficient de certitude* varie également suivant la direction dans laquelle la haute pression est appelée; les divers cas d'application se répartissent comme il suit pour l'année 1916 et les six premiers mois de 1917 :

Direction d'appel.	Nombre total de cas.	Cas favorables.	Coefficient.
N	110	70	0,64
NE	99	73	0,74
E	51	37	0,72
SE	8	6	0,75
S	5	3	0,56
SW	8	4	
W	5	3	
NW	7	4	

On voit que la règle n'a d'intérêt pratique que pour les directions comprises entre le SE et le NE, et pendant le semestre d'été.

II. Il est facile de déduire de ces règles les faits connus sur les actions mutuelles des dépressions ou des hautes pressions.

Premier exemple. — Une dépressiou tend à tourner autour d'une haute pression dans le sens des aiguilles d'une montre.

Représentons l'une à côté de l'autre, avec leurs vents correspondants, une haute pression et une dépression théoriques, la haute pression se trouvant, par exemple, à l'est de la dépression. On voit que les vents du secteur nord de la haute pression, qui sont orientés W ou SW, produisent un appel de la dépression : celle-ci aura donc un mouvement dextrorsum par rapport au centre de la haute pression. D'ailleurs, les vents du secteur sud de la dépression seront vents d'appel pour la haute pression et faciliteront le même mouvement.

Deuxième exemple : Dorsales de dépressions. — On donne ce nom aux isobares qui s'avancent en pointe au sein d'une zone dépressionnaire plus ou moins diffuse. L'arête des dorsales est la ligne qui passe par les sommets de ces isobares. Elle sépare deux régions où s'indiquent souvent deux centres de dépression. En langage topographique, c'est la ligne de faîte d'une

crête inclinée. Si, comme il arrive normalement, les vents s'écoulent de l'arête des dorsales sur les versants, c'est-à-dire vers les poches dépressionnaires qui s'étendent de part et d'autre, chacun des deux versants est une zone d'appel pour la poche opposée. Finalement, *une dépression unique se creuse à la place même où se trouvait l'arête des dorsales.*

Troisième exemple : Dorsales de hautes pressions. — Supposons au contraire que des isobares, s'avançant en pointe vers le sommet ou le plateau supérieur d'une zone de hautes pressions, figurent les courbes de niveau d'un thalweg. Ce seront des dorsales de hautes pressions. Si, comme il arrive normalement, les vents s'écoulent sur les versants du thalweg vers l'arête des dorsales, ces versants constituent chacun une région d'appel pour la zone de haute pression qui lui est opposée. *A l'aire de dépression relative marquée par l'arête des dorsales succède alors une aire de haute pression.*

Nous avons indiqué les circonstances géographiques et saisonnières qui faisaient varier le coefficient de certitude des règles relatives aux vents d'appel. Il est clair que l'on devra tenir compte des mêmes circonstances dans les actions des dépressions et des hautes pressions les unes sur les autres.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur les orages de froid et leurs trajectoires.* Note (1) de M. **Albert Baldit**, présentée par M. J. Violle.

On a coutume de classer les orages en deux catégories : orages de chaleur et orages de dépression. Les premiers s'observent de préférence dans la zone de pression uniforme et un peu basse qui sépare deux anticyclones; ils sont souvent locaux et sans trajectoire définie. La situation caractéristique des seconds est une protubérance plus ou moins nette des isobares qui se forme dans la partie Sud des dépressions et qu'on appelle le *sac* ou la *poche d'orages*. Ces derniers se déplacent à la façon des grains et parcourent des espaces souvent considérables.

La classe d'orages dont il s'agit ici, et que nous appellerons *orages de froid* pour mettre en évidence la cause de leur formation, est nettement

(1) Séance du 17 mars 1919.

différente des deux autres. Elle comprend un nombre relativement considérable d'orages, qui étaient considérés jusqu'ici comme isolés et dont les trajectoires apparaissaient comme capricieuses et inexplicables.

Les sondages aérologiques nombreux, effectués en France depuis 1914, nous ont permis de donner une explication satisfaisante de leur trajectoire et de préciser en même temps leur formation.

Ces orages sont dus à l'arrivée d'une vague de froid ou d'un noyau de froid. La vague de froid est constituée par un domaine de basses températures s'avançant sur un front étendu grossièrement rectiligne; le noyau de froid est formé par un domaine limité où la baisse de température est nettement plus grande que dans les régions qui l'entourent. Les vagues de froid progressent généralement du Nord vers le Sud, entraînant la zone orageuse qu'elles produisent; mais, dans cette zone, les orages se déplacent du Sud vers le Nord, en sens inverse de la vague de froid.

Un exemple particulièrement net d'orage de cette catégorie que nous avons observé à Châlons-sur-Marne montrera le mécanisme de ces phénomènes.

Le 5 mai 1917, un anticyclone (770^{mm}) se trouve sur les Iles Britanniques. En France, la pression baisse régulièrement et lentement depuis le 1er, mais elle marque encore 760^{mm} le 5, à 7^h, dans la région de Châlons. La température est assez élevée, les maxima atteignant ou dépassant légèrement 25° depuis le 3. La situation semble cependant normale, sans caractéristique orageuse, si l'on se reporte aux cartes isobariques du 5.

Mais si l'on trace les courbes isothermiques de 7^h, on remarque une modification profonde dans la distribution des températures : le 4 mai, l'isotherme de 5°, orientée sensiblement de l'Ouest vers l'Est, est à la hauteur des Shetland. Le 5 mai, elle entraine le nord de l'Écosse. Le 6 mai, elle atteint le sud des Iles Britanniques. L'isotherme de 10°, qui lui est sensiblement parallèle, progresse avec elle en la précédant vers le Sud. Le déplacement de ces isothermes indique la progression d'une vague de froid qui, venant des régions polaires, atteint le Nord de la France dans la journée du 5 mai, et l'on a, à 7^h du matin, le 5 et le 6 à Paris, Châlons et Nancy :

	Paris.	Châlons-sur-Marne.	Nancy.
Le 5, à 7^h	17°	17°	14°
Le 6, à 7^h	7°	6°	7°

La vague de froid a donc occasionné une baisse de température de 10°. D'après les températures observées en avion, la baisse a été sensible en hauteur, dans les 2000 premiers mètres.

Le vent au sol et en altitude présente des particularités non moins frappantes. A partir de 18^h, le 4 mai, le vent souffle des directions sud depuis le sol jusqu'à 5000^m au moins. Dans l'après-midi du 5, après une accalmie qui se manifeste jusque vers 1000^m, les vents du Nord s'établissent dans les couches inférieures, tandis que les vents du Sud dominent toujours dans le haut. Vers la fin de l'après-midi, les vents du Nord gagnent de plus en plus, et, le 6, ils dominent à toute hauteur. Le sondage aérologique de $17^h 35^m$ donne :

De 0^m à 1800^m	Vents de Nord-Ouest à Nord-Nord-Ouest	Vitesse 5^m à 6^m
De 1800 à 2400	Vents de Ouest à Nord-Ouest	Vitesse 2 à 3
De 2400 à 3200	Vents de Sud-Sud-Ouest	Vitesse 2
De 3200 à 5000	Vents de Sud	Vitesse 5

L'orage lui-même éclate vers 18^h. Il est formé par la réunion d'un certain nombre de foyers orageux épars qui se déplacent vers les régions Nord, tandis que l'ensemble de l'orage se propage nettement dans la direction du Sud. Le 6 mai, à $16^h 20^m$, le tonnerre est entendu à Clermont-Ferrand et une forte averse est enregistrée de $18^h 30^m$ à $19^h 15^m$. Le vent, qui était du Sud ou du Sud-Est, passe au Nord-Est. La distance de Châlons-sur-Marne à Clermont est bien celle qu'a dû parcourir la vague de froid depuis son passage dans la région de Châlons dans l'après-midi du 5 mai.

Ainsi, lorsque les vents du Nord, en glissant à la surface du sol, refoulent les vents du Sud; ceux-ci, formés d'air chaud et humide, se précipitent vers le haut en un courant ascendant violent. La condensation qui en résulte provoque la formation de cumulus isolés, lesquels se développent rapidement jusqu'à devenir de véritables cumulo-nimbus producteurs d'orages. En même temps, par suite de la persistance des vents du Sud, dans la hauteur, l'orage qui se forme au sein de ce courant se déplace dans une direction opposée à celle de la vague de froid.

Si l'on étudie ces orages en l'absence de cartes d'isothermes ou d'isallothermes, ils ne sembleront se rattacher à aucun ensemble plus général et seront regardés comme des orages erratiques. Mais, si on les étudie à l'aide des cartes de température, on pourra généralement suivre leur propagation de la même façon que celle des orages de dépression ou des grains. La ligne de discontinuité de la température remplacera la ligne de discontinuité de la pression barométrique.

PHYSIOLOGIE. — *Étude du mécanisme de l'action des graisses dans l'utilisation et l'assimilation des albuminoïdes.* Note de M. **F. Maignon**, présentée par M. E. Leclainche.

Dans deux Notes précédentes (28 juillet, 12 août 1918), nous avons établi que *les graisses agissent sur les albuminoïdes de la ration alimentaire, en diminuant leur toxicité et en augmentant leur pouvoir nutritif.* Cette dernière assertion repose sur les faits suivants : 1° avec la graisse, le minimum d'albumine nécessaire est environ trois fois moindre qu'avec l'amidon; 2° la ration albumine-amidon assurant la fixité du poids renferme un quart de calories de plus que la ration albumine-graisse susceptible de produire le même effet. *Comment expliquer ces résultats?* Les zootechniciens avaient constaté depuis longtemps que l'administration modérée d'huile, ou mieux de graines oléagineuses, exerçait une action favorisante sur l'assimilation. Crusius, en 1859, montra l'influence de la richesse du lait en graisse sur l'accroissement des veaux soumis au régime lacté. Crevat, J. Kuhn concluent de ces faits que les graisses favorisent la digestion des principes alimentaires et en particulier des albuminoïdes, en excitant la sécrétion des sucs digestifs.

Cette explication purement digestive est-elle suffisante? Ne s'agit-il dans nos expériences que d'une action favorisante sur la digestion? Nous ne le pensons pas. L'écart entre les minima d'albumine nécessaire avec la graisse et avec l'amidon (1 à 3) est trop considérable. D'autre part, cette hypothèse n'explique pas l'action sur la toxicité.

A notre avis, *les graisses interviennent dans la reconstitution synthétique des molécules protéiques.* Cette hypothèse trouve un point d'appui solide dans les beaux *travaux de Maillard* [1] *sur le rôle de la glycérine dans la protéogenèse, comme agent de condensation des acides aminés.* L'auteur a montré que cette substance opère la soudure des amino-acides au moyen de la liaison — CO — NH — qui est celle des acides aminés dans les molécules protéiques.

La glycérine agirait par sa fonction alcool ; elle serait l'objet d'une éthérification temporaire, puis d'une régénération après rupture de l'éther et soudure des parties restantes.

---

(1) L. Maillard, *Comptes rendus*, t. 153, 1911, p. 1078; *C. R. Soc. Biol.*, t. 71, 1911, p. 546; *Genèse des matières protéiques et des matières humiques.* Paris, 1913.

Les sucres, qui sont des alcools polyatomiques, devraient, *a priori*, jouir de la même propriété.

Maillard a montré que, lorsque le sucre est en excès, la fonction aldéhydique masque complètement la fonction alcool. Au lieu de peptides, l'auteur a obtenu des matières mélanoïdiques et humiques, dont il a ainsi réalisé la synthèse. Toutefois, en agissant en présence d'un excès d'amino-acides, on peut concevoir qu'une molécule de ces substances soit sacrifiée pour le blocage de la fonction aldéhyde, et que les autres, en présence des oxhydriles du glucose, subissent une condensation peptidique. L'auteur admet la possibilité de cette réaction, mais il ne lui attribue qu'un rôle tout à fait accessoire dans les conditions expérimentales réalisées *in vitro*.

L'expérimentation physiologique corrobore pleinement les conclusions du chimiste. Tandis que nous avons obtenu facilement la fixité prolongée du poids, sur le rat blanc, avec tous les mélanges expérimentés d'albumine-graisse, dans lesquels la graisse variait par rapport à l'albumine dans la proportion de $\frac{1}{4}$ à 2, ce résultat n'a pu être obtenu avec l'albumine et l'amidon que plus rarement et avec le seul mélange albumine-amidon parties égales. Lorsque la proportion d'albumine augmentait, le mélange devenait toxique, et lorsqu'elle diminuait l'amidon en excès semblait ne plus permettre l'utilisation de l'albumine.

Néanmoins, des rats ont été maintenus ainsi en équilibre de poids pendant deux ou trois mois. Chez ces animaux, l'utilisation de l'albumine a donc été possible avec le seul concours de l'amidon; mais elle a été moins bonne qu'avec la graisse, du moment que la ration nécessaire correspondait à $50^{\text{Cal}},75$ et contenait $5^{\text{g}},59$ d'albumine, au lieu de $39^{\text{Cal}},50$ et $2^{\text{g}},77$ d'albumine, qui étaient l'expression de la ration albumine-graisse parties égales, équivalente comme valeur nutritive.

Pourquoi faut-il, avec les hydrates de carbone, une quantité d'albumine beaucoup plus grande qu'avec la graisse pour couvrir les besoins azotés de l'économie? Pourquoi, en un mot, *le rendement de l'albumine est-il moindre avec l'amidon, si les fonctions alcool des sucres peuvent, dans certaines conditions, jouer le rôle peptidique des fonctions alcool de la glycérine?* Cela tient en grande partie, à notre avis, à ce que dans les graisses la glycérine n'est pas seule à intervenir dans l'utilisation des protéines. Les acides gras jouent certainement un rôle des plus importants, bien que d'un autre ordre, rôle de remaniement moléculaire des amino-acides.

Cette hypothèse est basée sur l'analogie chimique existant entre les acides gras provenant des graisses et les acides aminés des molécules pro-

téiques, qui ne sont autres que des acides de la série grasse ayant subi le phénomène de l'amination. Cette homologie chimique nous permet de comprendre la production de graisse aux dépens de l'albumine, phénomène démontré par nos expériences sur la caséine (¹) et qui consiste en une formation d'acides gras aux dépens d'acides aminés protéiques. Le phénomène inverse a, d'ailleurs, été réalisé par S. Baudi (²), qui a combiné des acides gras avec des acides aminés tels que le glycocolle et l'alanine, préparant ainsi des corps qu'il a appelés *lipoprotéides*, dans lesquels les caractères physico-chimiques des graisses sont complètement masqués. Ces corps sont peu solubles ou insolubles dans l'éther et non colorés par les réactifs histologiques des matières grasses.

Du moment que des acides gras peuvent être extraits de la molécule albumine, *on conçoit que des acides gras provenant des graisses puissent inversement fusionner avec le noyau amino-acide d'une protéine en formation et permettre l'édification d'une molécule albumine, qu'il n'eût pas été possible d'obtenir avec les seuls amino-acides disponibles, sans le concours des graisses.* Les acides gras contribueraient ainsi à opérer le remaniement des albumines ingérées et à les transformer en albumines spécifiques. Cette conception n'est pas une pure hypothèse, du moment que les travaux de Baudi démontrent la possibilité de fixer des acides gras sur des acides aminés. *Il résulte de ces combinaisons un remaniement des amino-acides provenant des albumines ingérées, grâce auquel certains de ces acides, qui n'auraient pas été utilisables pour la formation d'albumines spécifiques déterminées peuvent le devenir.*

On s'explique ainsi le meilleur rendement de l'albumine en présence des graisses, de même que l'action atténuante de ces substances sur la toxicité des protéines, par la réduction au minimum des déchets inutilisables. On s'explique aussi que les graisses (*huile de foie de morue*) puissent favoriser la croissance et combattre efficacement la dénutrition azotée dans la cachexie tuberculeuse ou diabétique.

Si cette théorie est exacte, les deux phénomènes de l'assimilation des albumines et des graisses doivent être concomitants et, pour mieux dire, confondus. Les travaux de Champy (*Archives d'Anatomie comparée*, t. 13, 1911) sur les phénomènes histologiques de l'absorption prouvent qu'il en est ainsi. Les observations de cet auteur, ainsi que celles d'Altmann et de

---

(¹) *Comptes rendus*, t. 166, 1918, p. 1008.

(²) *Biochem. Zeitschr.*, t. 17, 1909, p. 543.

Nicolas, montrent également que la synthèse des albumines dans l'épithélium intestinal précède celle des graisses. Les acides gras seraient employés au remaniement des acides aminés pendant la protéogenèse, et ce n'est que la partie non utilisée qui serait reconstituée à l'état de graisse.

ZOOLOGIE. — *La structure de la mésoglée et l'origine des cellules sexuelles du* Parantipathes larix (*Esper*). *La question du feuillet moyen chez les Cœlentérés*. Note de M. **J.-L. Dantan**, présentée par M. Edmond Perrier.

La mésoglée a été, pendant longtemps, considérée comme une lamelle anhyste, mais l'on sait, depuis peu, que, dans beaucoup de groupes (Acalèphes, Alcyonnaires, Hexactiniaires, Zoanthaires, Cérianthaires), elle renferme des éléments figurés : ceux-ci, dans le sous-embranchement des Cténaires, constituent un véritable mésoderme.

Brook avait cru que la mésoglée des Antipathaires était anhyste, sauf pour le genre *Cladopathes* où il a reconnu la présence de cellules étoilées, semblables à celles des Actinies. Van Pesch, dans son beau travail sur les Antipathaires de l'expédition du Siboga, a montré que la mésoglée d'un assez grand nombre d'espèces contient des cellules, mais il n'en a jamais observé d'étoilées.

Des recherches que j'ai été amené à faire sur le *Parantipathes larix* m'ont montré que, dans cette espèce, la mésoglée contient des cellules étoilées, ramifiées, reliées les unes aux autres par leurs prolongements. Dans les petits polypes des extrémités des branches, la mésoglée est mince et ne contient guère que de fins canalicules reliant l'ectoderme à l'endoderme : les cellules y sont peu nombreuses. Elles deviennent, au contraire, abondantes dans les gros polypes du tronc et surtout dans les septa.

Le corps des cellules, constitué par un noyau volumineux, ovalaire et par une mince couche de cytoplasme, est enveloppé d'une capsule de mésoglée plus transparente, souvent difficile à voir, qui est, sans aucun doute, le produit, non encore complètement transformé, de sa secrétion. Cette enveloppe est comparable à la capsule de cartilage qui entoure les chondroblastes. Comme, d'autre part, cette mince couche transparente se retrouve autour des canalicules dans lesquels cheminent les prolongements, il faut admettre que tout le protoplasme a le pouvoir de sécréter la substance mésogléenne, ou, si cette faculté est dévolue au noyau, que le produit est rejeté par la cellule tout entière.

Les cellules mésogléennes, qui peuvent se multiplier à l'intérieur de la lamelle de soutien, comme le montre la division directe des noyaux, ne sont pas confinées à l'intérieur de la substance qu'elles ont sécrétée : elles forment encore à sa surface, externe et interne, un revêtement le plus souvent discontinu, puisqu'il est traversé par les fibres musculaires, dont les fibrilles s'insèrent sur ce support plus résistant. Il résulte de là que, dans le *Parantipathes larix*, la lamelle de soutien non seulement n'est pas anhyste, comme l'a prétendu Brook, mais encore n'est pas formée par l'un des deux feuillets primordiaux : *elle provient de l'activité propre des cellules qu'elle renferme ou de celles qui la tapissent*. De plus, dans cette espèce, et vraisemblablement dans tout le groupe, il existe, entre l'ectoderme et l'endoderme, un tissu conjonctif typique, *qui forme un véritable feuillet moyen* (*mésenchyme*) au sens large du mot. L'embryogénie seule pourra montrer s'il doit être considéré comme un mésoblaste parenchymateux ou un mésenchyme plus ou moins tardivement différencié : la première hypothèse nous paraît plus plausible par ce que nous savons des Cténophores et des autres Métazoaires.

Van Pesch a déjà signalé, chez le *Sibopathes Gephura* (Van Pesch), dans la mésoglée, des cellules identiques à celles de la base de l'ectoderme, et il les considère, pour cette raison, comme étant d'origine ectodermique. Cette intéressante observation me semble venir à l'appui du résultat de mes recherches sur le *Parantipathes larix*. En effet, les éléments de la partie profonde de l'ectoderme n'appartiennent vraisemblablement pas à ce feuillet : ce sont des cellules conjonctives qui, avec l'aide de celles qui sont incluses dans la substance interstitielle, ont sécrété la lamelle de soutien.

Les observations précédentes conduisent, naturellement, à penser qu'il existe toujours, à la surface de la gelée mésogléenne, pourvue ou non de cellules, une mince couche protoplasmique, avec noyaux, qui a un pouvoir de sécrétion, et que l'ensemble de ce double revêtement vivant et de son produit forme le mésoderme qui, ici comme partout ailleurs, a pour fonction de produire le squelette, d'assurer les échanges entre les divers tissus et aussi de donner les cellules sexuelles.

Les divergences des auteurs sur l'origine des cellules reproductrices des Cœlentérés sont bien connues : les uns ont admis que les produits génitaux se forment aux dépens de la couche profonde de l'ectoderme, les autres qu'ils prennent naissance, contre la mésoglée, dans le feuillet interne. Ces faits qui paraissent surprenants s'expliquent aisément par notre interprétation : les éléments sexuels, chez les Cnidaires comme chez tous les Méta-

zoaires, dérivent du mésoderme, soit de sa zone externe, soit de sa partie interne, soit encore de sa région moyenne, comme j'ai pu l'observer dans le *Parantipathes larix*. Dans cette espèce, d'après Brook, les ovules seraient formés dans l'assise la plus profonde de l'endoderme et ne seraient jamais enveloppés par la mésoglée. Mes préparations m'ont montré qu'au contraire les ovules, même très jeunes, sont toujours contenus dans la lamelle de soutien et ne diffèrent alors que par leur taille, un peu plus grande, des cellules mésogléennes; ils résultent de leur transformation : ceci paraît certain.

D'autre part, il a été observé que les ovules possèdent, souvent, au début de leur développement, des mouvements amiboïdes, qui leur permettent de se rendre, des points où ils ont pris naissance, dans les bourgeons sexuels; c'est là, encore, un des caractères des cellules mésenchymateuses.

Enfin cette interprétation explique ce fait que, chez les *Périphyllides*, les cellules génitales ne seraient pas de provenance endodermique, bien que situées dans la partie profonde de ce feuillet, mais auraient une origine embryogénique indépendante.

On peut objecter que l'apparition du mésoderme chez beaucoup de Cœlentérés, sauf les Cténophores, est tardive et que ce feuillet ne se forme peut-être pas aux dépens des téloblastes. Il est facile de répondre : qu'il est toujours impossible de distinguer, dans le feuillet moyen des Métazoaires, le mésoderme primaire du mésoderme secondaire et qu'en particulier, chez les Cténophores, tout le monde admet qu'il existe un véritable mésoblaste, bien qu'une partie des cellules mésogléennes semblent dériver des feuillets voisins.

Puisqu'il n'est pas possible de distinguer, chez l'adulte, ce qui provient des téloblastes du mésenchyme, je me crois autorisé, même si le mésoderme n'apparaissait que tardivement et ne se formait pas aux dépens de cellules embryonnaires, à admettre, chez tous les Cœlentérés, l'existence d'un feuillet moyen qui donne naissance aux produits génitaux.

BACTÉRIOLOGIE. — *Du rôle du microbe filtrant bactériophage dans la fièvre typhoïde.* Note de M. F. d'Herelle, présentée par M. Roux.

Dans une Note précédente j'ai indiqué le rôle joué par un microbe filtrant bactériophage au cours de la dysenterie bacillaire : l'étude de plusieurs cas de gravités diverses m'avait permis de conclure que la pathogénie et la pathologie de cette affection étaient dominées par deux facteurs

agissant en sens contraire, un bacille dysentérique, agent pathogène, et un microbe bactériophage, agent d'immunité. L'étude de vingt-huit cas de fièvre typhoïde, dont quatorze ont pu être suivis journellement, me permet de poser les mêmes conclusions en ce qui concerne cette dernière maladie : dans tous les cas observés j'ai pu constater, à un moment coïncidant avec l'amendement définitif des symptômes, la présence dans les fèces d'un microbe filtrant bactériophage doué de virulence pour le bacille pathogène.

En employant le terme de *virulence* appliqué au microbe bactériophage je donne à ce mot son sens ordinaire : de même qu'une bactérie est virulente pour un animal donné en raison de son aptitude à se développer dans le corps de cet animal et à sécréter des substances toxiques, le microbe bactériophage est virulent pour un bacille donné en raison de son aptitude à se développer aux dépens de ce bacille et à sécréter des substances lysantes. La virulence du microbe bactériophage pour un bacille donné varie considérablement tant d'une souche à une autre que pour une même souche isolée chez un malade aux différents stades de la maladie. En se rapportant à une Note dans laquelle j'ai décrit la technique de la recherche du microbe bactériophage, on peut se rendre compte qu'il est aisé de mesurer l'intensité de son développement ainsi que l'intensité de son action bactéricide pour un bacille donné. Examinant chaque jour les fèces d'un malade, on peut comparer entre eux les résultats journaliers obtenus, ce qui permet de suivre les variations de la virulence du microbe bactériophage pour les divers bacilles qu'il attaque et de traduire graphiquement ces résultats en une courbe qui indique les fluctuations de la lutte entre le microbe bactériophage et le bacille pathogène.

La virulence du microbe bactériophage isolé des fèces d'un typhique ne se limite pas, en général, au bacille pathogène; elle s'étend, au même moment et d'une manière plus ou moins marquée, à quelques-uns ou à tous les bacilles du groupe *B. coli-B. typhi-B. dysenteriæ*, à l'exclusion de tous autres. Le fait s'observe particulièrement dans les cas de gravité faible ou moyenne. Une question se pose : s'agit-il de microbes bactériophages différents possédant chacun un pouvoir bactéricide pour l'un de ces bacilles, ou bien s'agit-il d'un même microbe possédant, en plus de la virulence acquise dans l'intestin pour le bacille pathogène, une virulence accessoire pour les autres bacilles du groupe? La seconde hypothèse est certainement la vraie car j'ai constaté qu'un microbe bactériophage, provenant d'un cas de dysenterie et continuellement entretenu depuis en culture aux dépens du

bacille de Shiga, possède après un millier de passages *in vitro* un pouvoir bactéricide énergique vis-à-vis des bacilles typhiques et paratyphiques.

Dans les cas graves l'action bactéricide est plus spécifique et se limite, en général, au bacille pathogène et au *B. coli* qui, lui, est toujours attaqué. Dans certains cas très graves la spécificité devient telle que seul le bacille pathogène isolé du malade lui-même est attaqué, qu'il provienne d'ailleurs d'une hémo- ou d'une coproculture, à l'exclusion des bacilles provenant de souches de laboratoire ou de bacilles, même récemment isolés, provenant d'autres malades.

Le microbe bactériophage reste-t-il cantonné dans l'intestin ou passe-t-il à un moment donné dans la circulation? Je n'ai pu le vérifier chez l'homme faute de pouvoir faire des prises de sang assez répétées. Dans la maladie provoquée chez le rat blanc par l'ingestion de culture du *Bacillus typhi murium*, maladie offrant quelque analogie avec la fièvre typhoïde de l'homme, j'ai nettement constaté un passage momentané du microbe bactériophage dans le sang entre le quatrième et le sixième jour après le repas infestant chez les rats qui résistaient à l'infection.

Dans tous les cas étudiés, quelle qu'en soit la gravité, l'apparition chez le microbe bactériophage de la virulence pour le bacille pathogène a été précédée d'une exaltation de la virulence pour le *B. coli* qui a toujours débuté au cours du second septenaire et a très rapidement atteint une grande intensité. L'activité s'est maintenue pour ce bacille durant tout le cours de la maladie et n'a cessé de se manifester d'une manière appréciable que dans le courant de la convalescence; parfois pourtant elle était encore élevée lors de la sortie de l'hôpital. Par contre, l'époque de l'apparition de la virulence pour le bacille d'Éberth a grandement varié suivant la gravité de la maladie. Dans les cas de gravité faible ou moyenne, l'activité du microbe bactériophage s'est manifestée pour le bacille typhique avant la fin du second septenaire et a cessé au début ou au cours de la convalescence; l'activité a donc été parallèle pour le bacille pathogêne et pour le *B. coli*. Dans les cas graves, l'activité, pour le bacille typhique, n'a commencé à se manifester d'une manière énergique que vers le début de l'amélioration définitive; elle a persisté plus ou moins longtemps, dans certains cas, jusque vers le milieu de la convalescence. Dans les formes à rechute et à recrudescences, la virulence du microbe bactériophage ne s'est exaltée pour le bacille pathogène, d'une manière marquée, qu'au déclin de la rechute ou de la dernière recrudescence; l'activité s'est maintenue jusqu'à

la convalescence. Dans presque tous les cas, j'ai noté une activité faible et momentanée au déclin de chaque défervescence.

En résumé, dans les 28 cas de fièvre typhoïde étudiés, et sans exceptions, l'amélioration définitive a toujours coïncidé avec l'apparition, dans les fèces, d'un pouvoir bactéricide extrêmement énergique pour le bacille pathogène. Ce pouvoir bactéricide, cultivable en série en dehors de l'organisme, ne peut être attribué, en l'état actuel de nos connaissances, qu'à un microorganisme antagoniste. Étant donnée la coïncidence constante de l'apparition de ce pouvoir antagoniste avec le début de la guérison, il est difficile de ne pas y voir une relation de cause à effet.

A 16 heures, l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Commission chargée de présenter une liste de candidats à la place de Membre non résidant, vacante par le décès de M. *H. Bazin*, présente, par l'organe de M. le Président, la liste suivante :

En première ligne	M. Eugène Cosserat
En deuxième ligne	M. Magnus de Sparre
En troisième ligne, ex æquo, par ordre alphabétique	MM. Philippe Barbier, Robert de Forcrand.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

La séance est levée à 17 heures et demie.

É. P.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS DANS LES SÉANCES DE JANVIER 1919.

Œuvres de G.-H. Halphen, publiées par les soins de C. JORDAN, H. POINCARÉ, É. PICARD, avec la collaboration de E. VESSIOT. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1918; 1 vol. 25cm.

La correspondance du duc de La Rochefoucauld d'Enville et de Georges-Louis Le Sage, conservée à la bibliothèque de Genève, par E. JOVY. Paris, Henri Leclerc, 1918; 1 fasc. 22cm,5.

Introduction à la Chimie générale, par H. COPAUX. Paris, Gauthier-Villars et Cie, 1919; 1 vol. 17cm,5. (Présenté par M. Haller.)

Nouvelle contribution à l'étude des glandes de l'orbite, par N. LŒWENTHAL. Genève, Georg et Cie, 1916; 1 fasc. 24cm.

Canada. Ministère des Mines. Division des mines. *Rapport annuel de la production minérale au Canada durant l'année civile* 1916, par JOHN MC LEISH B. A. Ottawa, J. de Labroquerie Taché, 1918; 1 vol. 24cm,5.

List of officers and members and minutes of proceedings of the Royal Society of Canada, 1917. Ottawa, Royal Society of Canada, 1917; 1 vol. 24cm.

(*A suivre.*)

ERRATA.

(Séance du 10 mars 1919.)

Note de M. *L. Lecornu*, Sur l'écoulement des fluides :

Page 484, ligne 18, *au lieu de* décroît entièrement, *lire* décroît constamment.

Note de M. *Félix Michaud*, Les théories émissives et le principe de Doppler-Fizeau :

Page 507, ligne 2, *au lieu de* Michaux, *lire* Michaud.